PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. 1. Dezember 1905. 6. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 25 am 29. November 1905.

Eduard Riecke feiert heute seinen 60. Geburtstag. Indem wir ihm dazu unsere herzlichsten Glückwünsche darbringen, sind wir überzeugt, dass sich der Leserkreis der Physikalischen Zeitschrift denselben aufrichtig anschliessen wird.

H. Th. Simon. **S. Hirzel.** **E. Bose.**

INHALT.

Originalmitteilungen:
W. Voigt, Nochmals die Theorie der konischen Refraktion. S. 818.
A. Klaus, Über die Absorption der Thoremanation. S. 820.
H. Ebert, Über die Aufrechterhaltung des normalen elektrischen Erdfeldes. Zweite Erwiderang auf Herrn G. C. Simpsons Einwände. S. 825.
H. Ebert, Bemerkungen zu dem Aufsatze des Herrn Gerdien: Der Elektrizitätshaushalt der Erde und der unteren Schichten der Atmosphäre. S. 828.
A. H. Bucherer, Das deformierte Elektron und die Theorie des Elektromagnetismus. S. 833.
E. Marx, Prinzip einer Demonstrationsmethode der Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen. S. 834.
E. Dorn, Eine Methode zur Messung des elektrischen Widerstandes an lebenden Bäumen. S. 835.
Th. Wulf u. J. D. Lucas, Zwei Beobachtungen mittels Selenzellen bei der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905. S. 838.
J. Koenigsberger u. W. J. Müller, Über die Größe der kleinsten optisch und elektromotorisch wirksamen Schicht von Bleisuperoxyd. S. 847.
J. Koenigsberger u. W. J. Müller, Über kleinste Schichtdicken und Molekulardurchmesser. S. 849.
R. de Saussure, Vorschlag zu einem europäischen meteorologischen Zentralbureau. S. 852.
Vorträge und Diskussionen von der 77. Naturforscherversammlung zu Meran:
H. Siedentopf, Ultramikroskopische Untersuchungen über Steinsalzfärbungen. S. 855.
K. Scheel, Ableitung von Formeln für die Sättigungsdrucke des Wasserdampfes über Wasser, Eis und verdünnter Schwefelsäure bei niedrigen Temperaturen. S. 867.
K. T. Fischer, Eine neue Rotations-Ölpumpe für große Fördermenge und hohes Vakuum der Siemens-Schuckertwerke. S. 868.
Vorträge und Abhandlungen vom ersten internationalen Kongreß zum Studium der Radiologie und Ionisation zu Lüttich:
H. Dufour, Bemerkungen über einige aktinoelektrische Erscheinungen. S. 872.
A. Righi, Die Erhöhung der Leitfähigkeit der Dielektrika unter der Einwirkung von Radiumstrahlen. S. 877.
Personalien. S. 880.
Gesuche. S. 880.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Nochmals die Theorie der konischen Refraktion.

Von W. Voigt.

In einer Note auf S. 672 dieses Bandes habe ich die Aufmerksamkeit auf einen Umstand gelenkt, der bei der Theorie der sogen. konischen Refraktion bisher zumeist außer acht gelassen wird. Ich habe mich dabei sehr kurz gefaßt, weil ich die Sache für prinzipiell sehr einfach halte, und weil ich die notwendigen Formeln im Zusammenhang mit verwandten allgemeineren Betrachtungen an einer anderen Stelle mitteilen will. Eine private Anregung veranlaßt mich indessen, dem früher Entwickelten zur Vermeidung von Mißverständnissen eine Ergänzung zu geben.

Ich habe a. a. O. betont, daß die sonst zu findenden Erklärungen insbesondere der sogen. inneren konischen Refraktion darin unvollständig sind, daß sie zwar den endlichen Querschnitt des einfallenden Strahlenbündels in Betracht ziehen, nicht aber seine Kegelnatur. Wenn ich umgekehrt den letzteren Umstand weiterhin in den Vordergrund rückte, so sollte damit selbstverständlich nicht gesagt sein, daß der erstere Umstand überhaupt außer Betracht zu lassen wäre. Es kam mir nur darauf an, zu zeigen, daß es Fälle gibt, bei denen die Kegelnatur des einfallenden Strahlenbündels eine derartig wichtige Rolle spielt, daß bei ihrer Vernachlässigung die beobachtbare Erscheinung unerklärlich wird, während dagegen der endliche Querschnitt nur einen geringen Einfluß übt und in Annäherung außer Betracht bleiben darf. Einen solchen höchst eklatanten Fall erhält man eben dann, wenn man die Umstände so einrichtet, daß in dem Lichtring der sog. inneren konischen Refraktion der Poggendorffsche dunkle Kreis erscheint. Auf einen andern Fall werde ich weiter unten hinweisen.

Beiläufig mag übrigens erwähnt werden, daß (worauf mich Herr Pockels aufmerksam gemacht hat) es nach der von Poggendorff gegebenen Beschreibung nicht ganz klar ist, ob jener den Ring wirklich als Bestandteil der inneren konischen Refraktion erkannt hat. Bei Haidinger ist das letztere zwar auch nicht ausdrücklich betont; da in seiner Arbeit aber im Zusammenhang mit dem Poggendorffschen dunkeln Kreis von einer deutlichen Sehweite der hellen Ringe gesprochen wird, so scheint mir, daß wenigstens Haidinger sich über das Zusammenbestehen mit der inneren konischen Refraktion klar gewesen ist, denn nur bei ihr kann man von einer deutlichen Sehweite reden.

Ich habe die betreffenden Versuche so angestellt, daß ich das Licht eines Nernstfadens mit einer Linse auf die etwa $^1/_2$ mm im Durchmesser haltende kreisförmige Öffnung eines Kollimators konzentrierte, aus dessen Linse dann angenähert parallele Strahlen austraten. Letztere fielen auf das Stanniolblatt, das, von einer Reihe möglichst feiner Nadelstiche durchbohrt (die Nadel wurde auf das Stanniolblatt, während es auf einer harten Unterlage lag, eben nur leicht aufgesetzt), die Kristallplatte bedeckte. So erhielten alle Öffnungen gleichzeitig Licht und man konnte leicht diejenige von ihnen aussuchen, welche die gewünschte Größe und die nötige Regelmäßigkeit der Gestalt besaß. Die Beobachtung geschah mit einem ca. 20 mal ver-

größernden Mikroskop von ca. 12 cm Bilddistanz und kleiner Objektivöffnung. Hierbei bot der doppelte Lichtring, den eine ca. 12 mm dicke Aragonitplatte lieferte, ein überaus zierliches Bild. Die Erscheinung ist sehr rein, da bei der kleinen Öffnung des einfallenden Strahlenkegels eine äußere konische Refraktion nicht zustande kommt. Nur einige Beugungsringe, die Enveloppen der bei der gewöhnlichen Doppelbrechung das Bild der kleinen Öffnung umgebenden, sind neben dem hellen Doppelring, besonders in dessen Innerem sichtbar.

Ich will bei dieser Gelegenheit eine neue Erscheinung erwähnen, deren Erklärung ich gleichfalls an einer anderen Stelle zusammen mit allgemeineren theoretischen Überlegungen geben werde.

Fügt man zwischen die Linse des Kollimators und den Kristall einen Nicol, so erscheinen bei Aragonit Stellen der beiden Lichtringe ausgelöscht, die auf demselben Radius liegen. Benutzt man aber einen aktiven Kristall, so sind die Nullstellen gegeneinander verschoben und die Ringe in eine etwas unregelmäßige Spirale deformiert. Bei Rohrzucker sind die Spiralen für die beiden Achsenrichtungen entgegengesetzt gewunden; die Erscheinung ist wegen der geringen Öffnung des Kegels der konischen Refraktion hier enger zusammengezogen; dagegen zeigte eine ca. 11 mm dicke Platte von Rechtsweinsäure, die mir Herr Dr. Hauswaldt in Magdeburg-Neustadt lieh, die neuen Spiralen in wunderschöner Entfaltung. —

Die Einwendungen, die mir gegen meine Auffassung gemacht sind und die ich am liebsten öffentlich erledige, um einige allgemeine Bemerkungen daran zu knüpfen, beziehen sich einmal darauf, daß bei den Beobachtungen über innere konische Refraktion ein paralleles Strahlenbündel benutzt werde, sodann darauf, daß eine Unstetigkeit in dem Verhalten der Lichtstrahlen nicht vorhanden sei.

Allerdings operiert die theoretische Optik im allgemeinen mit einzelnen ebenen Wellen, resp. parallelen Strahlenbündeln, und tut so, als ob wir dergleichen mit endlichen Intensitäten hervorbringen könnten. Daß das letztere aber nicht der Fall ist, haben die modernen Untersuchungen über Strahlungstheorie völlig klargestellt. Ein Bündel wirklich paralleler Strahlen, resp. eine einzelne ebene Welle von endlichem Querschnitt, kann im allgemeinen nur verschwindend wenig Energie mit sich führen, und ein System von ebenen Wellen, deren Normalen einen unendlich feinen Kegel erfüllen, nur unendlich wenig. Gerade die gewöhnliche Methode, ebene Wellen hervorzubringen, die oben herangezogen ist, macht dies recht klar; ist die Kollimatoröffnung unendlich klein, so ist die Öffnung des Normalkegels und die durch die Linse austretende Energiemenge zugleich unendlich klein. Eine einzige ebene Welle würde zur Herstellung eine Öffnung verlangen, die ein geometrischer Punkt ist, also überhaupt keine Energie hindurchläßt. Dasselbe Resultat ergibt sich, wenn man ein Wellensystem dadurch zu einer einzelnen ebenen Welle zu machen sucht, daß man die Lichtquelle weiter und weiter abrückt.

Die eine ebene Welle, mit der die theoretische Optik operiert, ist somit eine Abstraktion. Sie führt zu keinen Schwierigkeiten und Widersprüchen, solange es sich um Phänomene handelt, bei denen die Vertauschung der Wellensysteme, deren Normalen einen feinen Kegel erfüllen, mit einer einzigen ebenen Welle wirklich zulässig ist, d. h. also in allen den Fällen, wo sich das Verhalten der ebenen Wellen bei Änderung ihrer Fortpflanzungsrichtung stetig (und nicht allzu jähe) ändert.

Aber dies letztere findet eben bei Wellen, deren Normalen in der Umgebung einer optischen Achse liegen, nach der gewöhnlichen Theorie bezüglich der ihnen zugehörigen Strahlen nicht statt. Die Wellenebenen mit Normalen, die beliebig wenig von einer optischen Achse abweichen, berühren die Wellenfläche in zwei Punkten, diejenigen mit Normalen parallel einer optischen Achse berühren sie in einem Kreis; dazwischen ist kein Übergang, — der Berührungspunkt wird nicht etwa zu einem allmählich sich zum Kreis (oder Halbkreis) ausdehnenden Bogen, sondern plötzlich ist der Berührungskreis da. Und weil man den Radiusvektor nach dem Berührungspunkt als Strahl deutet, so folgt aus dieser Theorie für das Verhalten der Wellenebenen in der Umgebung der optischen Achsen die vollständige Unstetigkeit. Hier muß demgemäß auch notwendig die Vertauschung eines kegeligen Wellensystems mit einer einzigen Welle zu Unrichtigkeiten führen, — das scheint mir so einleuchtend, wie irgend möglich.

Vielleicht ist die Vorstellung eines stetigen Überganges von dem Strahlenpaar zum Strahlenkegel durch die bekannte Erfahrung entstanden, daß bei der Annäherung der Beobachtungsrichtung an die optische Achse in dem Lloydschen Apparat die beiden Lichtpunkte sich zu Kreisbögen ausdehnen, die schließlich zu einem Kreis zusammenfließen. Aber diese Erscheinung ist im direkten Widerspruch mit dem eben besprochenen Resultat der Theorie, solange man die Annahme festhält, daß man wirklich mit nur einer ebenen Welle, resp. mit einem Bündel streng paralleler Strahlen operiert; sie erklärt sich dagegen auf das einfachste, wenn man den Kegelcharakter des Bündels berücksichtigt. Die Betrachtung der von mir S. 673 gegebenen Figur unter Heran-

ziehung der bekannten Regel, welche die Lage des ordinären und des extraordinären Strahles gegen die Wellennormale bestimmen, ergibt, daß wenn man den kleinen Kreis, der die Spur aller der einfallenden Wellennormalen umschließt, der Spur der optischen Achse von außen her allmählich nähert, dann ein solcher stetiger Übergang aus zwei Strahlenbündeln in die beiden Kreisringe der sogen. inneren konischen Refraktion sich entwickelt, wie ihn die Beobachtung zeigt. —

Ich schließe hieran den Hinweis auf eine sehr bemerkenswerte Tatsache. Die oben in Erinnerung gebrachte, von der gebräuchlichen Theorie der Lichtstrahlen in Kristallen geforderte Unstetigkeit des Verhaltens ist ohne Zweifel dem physikalischen Empfinden sehr unbequem. Nun ist von Kirchhoff bekanntlich eine andere Theorie der Lichtstrahlen vorgeschlagen worden, welche später die elektromagnetische Lichttheorie angenommen und ausgestaltet hat: die Theorie des Energieflusses.

Es ist bekannt, daß diese (physikalische) Theorie im allgemeinen zu denselben Resultaten führt, wie die alte (geometrische); der einer ordinären oder extraordinären Welle zugehörige Strahl bestimmt sich nach beiden übereinstimmend. Es ist aber wohl noch nicht betont, daß diese Übereinstimmung für die Fortpflanzungsrichtungen, die einer optischen Achse sehr nahe liegen, mindestens zweifelhaft ist. Und dieser Punkt ist, glaube ich, von allgemeinerem Interesse, daher will ich ihn in den Hauptzügen hier erörtern.

Die Komponenten der Energieströmung sind durch Ausdrücke zweiten Grades in den Schwingungsvektoren gegeben; demgemäß zerlegt sich die Energieströmung, die zwei in derselben Richtung fortschreitenden ebenen Wellen entspricht, auch nicht einmal analytisch in einen der ordinären und einen der extraordinären Welle zugehörigen Teil, so daß also eine Erklärung der beobachteten räumlichen Sonderung des ordinären und des extraordinären Strahles ohne wesentliche Hilfshypothesen nicht angeht.

Handelt es sich um zwei inkohärente Wellen, so kann man daran anknüpfen, daß der zeitliche Mittelwert derjenigen Glieder der Energieströmung, die auf beiden Wellen beruhen, verschwindet; sind sie kohärent, ist aber ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit merklich verschieden, so kann man heranziehen, daß die Phasendifferenz der beiden Wellen auf nicht beobachtbaren Wegen wechselt, also der räumliche Mittelwert über alle merkliche Strecken gleich Null ist. Ist aber einer dieser Mittelwerte gleich Null, so kann man als weitere Hilfshypothese einführen, daß die in den Mittelwerten analytisch gesonderten Teile der ganzen Energieströmung sich auch in Wirklichkeit unabhängig voneinander fortbewegen.

Aber diese Kunstgriffe versagen für kohärente ordinäre und extraordinäre Wellen offenbar bei Annäherung an die optische Achse; da hier die Geschwindigkeitsdifferenz zu Null abnimmt, so ändert sich die Phasendifferenz um gleiche Beträge auf immer größeren, allmählich auch direkt beobachtbaren Strecken, um schließlich konstant zu werden. Das Heranziehen des räumlichen Mittelwertes wird hier unzweifelhaft unzulässig, und mir scheint nötig, daß man in der unmittelbaren Nähe einer optischen Achse die Energieströmung nicht in ihren Teilen, sondern als Ganzes betrachten muß.

Dann verschwindet, wie hier nicht nachgewiesen werden kann, die erwähnte Unstetigkeit bei Erreichung der Richtung der optischen Achse und damit natürlich gleichzeitig auch die theoretische konische Refraktion.

Praktisch ist diese Betrachtungsweise wahrscheinlich bedeutungslos, insofern die Änderung des Verhaltens bei Annäherung an die optische Achse anscheinend so rapide stattfindet, daß in den Anwendungen der Unterschied gegen eine wirkliche Unstetigkeit nicht ins Gewicht fällt. Aber theoretisch hat es ein gewisses Interesse, daß die Behandlung der Lichtstrahlen als Energieströmung jene anstößige Unstetigkeit beseitigt.

(Eingegangen 13. November 1905.)

Über die Absorption der Thoremanation.

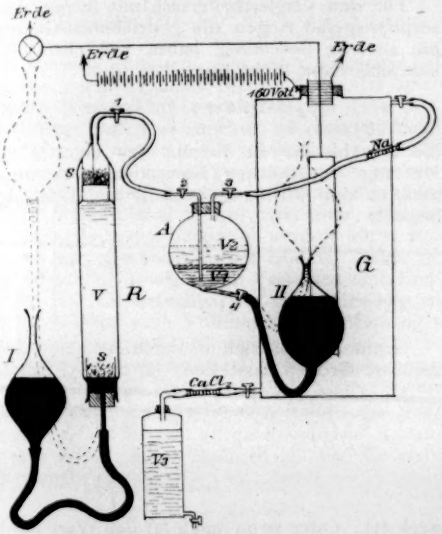
Von Alfred Klaus.

Nachdem durch eine Reihe von Arbeiten [1]) die Erforschung der gasförmigen Eigenschaften der Radiumemanation dadurch eine wesentliche Ergänzung erfahren hatte, daß ihre Absorbierbarkeit nachgewiesen und der Absorptionskoeffizient zahlenmäßig bestimmt wurde, lag es nahe, die vom Thorium ausgesandte Emanation auf die gleiche Eigenschaft hin zu untersuchen. Da letztere indessen in sehr kurzer Zeit abklingt — nach Rutherford in etwa 1 Minute auf die Hälfte —, so konnte die beim Radium benutzte, auf Messung mit dem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparat gegründete Methode hier keine Anwendung finden, sondern es mußte die durch Anwesenheit von Emanationsatomen erhöhte Leitfähigkeit der Luft momentan zahlenmäßig festgelegt werden können. Dazu bot sich die Benutzung eines Rutherfordschen Gefäßes dar, in welchem die Leitfähigkeit verschiedener Luftarten

1) F. Himstedt, diese Zeitschr. **5**, 210, 1904. v. Traubenberg, ibid. **5**, 130, 1904. Mache, Wiener Ber. **113**, 1329, 1904. R. Hofmann, diese Zeitschr. **6**, 337, 1905.

mit Hilfe eines Elektrometers verglichen werden kann. Herr Prof. Himstedt schlug mir daher folgende Methode zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten für Thoremanation vor.

In einer Glasröhre R von etwa $^1/_2$ Liter Inhalt befanden sich in den Schälchen SS oben und unten insgesamt 16 g Thoroxyd, welche das durch den Hahn 1 abgeschlossene Luftquantum mit Emanation sättigten; der Quecksilberheber I trieb dann bei geöffneten Hähnen 1 und 2, während 3 mit der äußeren Luft kommunizierte, das Volumen V dieser gesättigten Luft in das etwa $^5/_4$ Liter fassende Absorptionsgefäß A, welches bis zum Volumen V_1 mit



der Untersuchungsflüssigkeit gefüllt war; bei geschlossenen Hähnen 2, 3, 4 wurde darauf so lange energisch geschüttelt, bis der Gleichgewichtszustand zwischen Luft und Flüssigkeit eingetreten war, und schließlich durch den Quecksilberheber II ein bestimmter Bruchteil des Volumens V_2 — bei den Versuchen mit Wasser nach Passieren einer Natriumtrocknung — in das Rutherfordsche Gefäß G befördert, indem gleichzeitig aus einem an der gegenüberliegenden Seite angeschlossenen Behälter ein gleiches Volumen V_3 durch ausfließendes Wasser abgesaugt wurde. Hier konnte die Luft auf ihren Emanationsgehalt hin geprüft werden. Daß Sättigungszustand eingetreten war, wurde daraus erkannt, daß ein längeres Schütteln unter Berücksichtigung des Abklingens der Emanation dasselbe Resultat lieferte. Indem diese Versuche einerseits mit einem bestimmten Volumen absorbierender Flüssigkeit, andrerseits mit leerem Absorptionsgefäß ausgeführt wurden, mußte sich auf die absorbierte Menge schließen, also der Absorptionskoeffizient bestimmen lassen. Zu einer zahlenmäßigen Festsetzung kommt man durch folgende Überlegung.

Die Leitfähigkeit der in G befindlichen Luft wird gemessen durch die Zeit τ, in welcher sich das Quadrantelektrometer um einen bestimmten Betrag auflädt, in welcher also die Skala im Gesichtsfelde um einen bestimmten Teil l — es wurden stets 5 cm genommen — wandert. Handelt es sich hierbei um Emanation, so ist zu berücksichtigen, daß dieselbe während der Zeit τ abklingt, die Leitfähigkeit sich also ändert. Der Gesamtausschlag l der Elektrometernadel ist proportional dem Potential, bis zu welchem das Elektrometer geladen wird, also bei konstanter Kapazität C desselben proportional der Ladung Q, welche auf das isolierte Quadrantenpaar fließt. Diese Ladung wird einerseits durch die natürliche Leitfähigkeit der Luft mit der Stromstärke i_0 (vorher gemessen durch den konstanten Luftwert τ_0), andrerseits durch die Emanationsteilchen mit der veränderlichen Stromstärke i auf die Quadranten geschafft, so daß

$$Q = R\left(\int_0^\tau i \cdot dt + i_0 \tau\right),$$

wenn R einen für das benutzte Quadrantelektrometer konstanten Reduktionsfaktor bezeichnet. Die Stromstärke i muß, falls es sich um Sättigungsstrom handelt, der vorhandenen Anzahl ν der Emanationsatome proportional gesetzt werden, sie wird sich also nach demselben Gesetz wie diese ändern. Daher gilt

$$i = k\nu = k n e^{-\lambda t},$$

wenn hierin k den Proportionalitätsfaktor, n die zu Beginn der Messung vorhandene Anzahl von Emanationsatomen, λ die bekannte Abklingungskonstante der Thoremanation bezeichnet. Somit ist

$$\int_0^\tau i \cdot dt = -\frac{k n}{\lambda}\left(e^{-\lambda\tau} - 1\right)$$

und daher

$$Q = R\left(\frac{k n}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda\tau}\right) + i_0 \cdot \tau\right).$$

Mit Rücksicht auf die veränderliche Empfindlichkeit des Elektrometers, welche durch den Ausschlag E eines Trockenelementes mit der elektromotorischen Kraft ε gemessen werden kann, sei Q aus der Proportion

$$\varepsilon : \frac{Q}{C} = E : l$$

durch

$$Q = C\varepsilon\frac{l}{E}$$

ersetzt; endlich sei noch, wenn die Größen mit dem Index o sich auf den vorher bestimmten Luftwert beziehen, i_0 aus der Gleichung

$$Q_0 = R\, i_0\, \tau_0$$

durch

$$\frac{Q_0}{R\,\tau_0} = \frac{C\,\varepsilon}{R\,\tau_0}\,\frac{l}{E_0}$$

ersetzt, so daß schließlich die oben verlassene Gleichung für Q übergeht in

$$C\,\varepsilon\,\frac{l}{E} = R\left(\frac{k\,n}{\lambda}(1-e^{-\lambda t}) + \frac{C\,\varepsilon}{R\,\tau_0}\,\frac{l}{E_0}\,\tau\right),$$

aus welcher durch Umkehrung nach n folgt

$$n = \lambda\cdot\frac{C\,\varepsilon\,l}{R\,k\,E}\cdot\frac{1-\dfrac{E}{E_0}\,\dfrac{\tau}{\tau_0}}{1-e^{-\lambda t}} \quad . \quad . \quad . \quad (I)$$

hierin darf für zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Messungen $E = E_0$ gesetzt werden.

Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten geschieht durch Vergleich zweier Messungen, indem dasselbe mit Emanation gesättigte Luftquantum einmal durch das leere Absorptionsgefäß A, das zweite Mal durch das bis zum Volumen V_1 mit der Untersuchungsflüssigkeit gefüllte Gefäß geschickt wird. In dem durch den Quecksilberheber I durch A gepreßten Volumen V mögen sich zur Zeit des Beginnes N Emanationsatome befinden, welche während der Zeit t_1 des Hinüberströmens und der Zeit t_2 des Schüttelns auf $Ne^{-\lambda(t_1+t_2)}$ abklingen, wenn noch angenommen wird, daß die in der Flüssigkeit absorbierten Atome sich nach demselben Gesetz umwandeln, wie die freien, in Luft befindlichen, eine Annahme, welche zwar streng genommen der experimentellen Bestätigung bedürfte, indessen allein durch die Tatsache gerechtfertigt erscheint, daß der intraatomistische Umwandlungsprozeß der radioaktiven Elemente weder durch physikalische noch chemische Vorgänge hat beeinflußt werden können. Im Gleichgewichtszustande mögen sich also $Ne^{-\lambda(t_1+t_2)}$ Atome auf Flüssigkeit und Luft so verteilt haben, daß deren a auf letztere, b auf erstere entfallen. Analog den Definitionen des Absorptionskoeffizienten der Radiumemanation sei dann das Konzentrationsverhältnis

$$\frac{b}{V_1} : \frac{a}{V_2} = \alpha$$

der Absorptionskoeffizient der untersuchten Flüssigkeit für Thoremanation, so daß die Gleichungen bestehen

$$\alpha = \frac{b}{a}\cdot\frac{V_2}{V_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$a + b = N\cdot e^{-\lambda(t_1+t_2)} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Der Quecksilberheber II treibt nun in gewisser Zeit einen bestimmten Bruchteil der Menge a, nämlich $a\,\dfrac{V_3}{V_2}$, in das Rutherfordsche Untersuchungsgefäß, so daß zu Beginn der eigentlichen Messung $a\,\dfrac{V_3}{V_2}\,e^{-\lambda t_3}$ Emanationsatome sich vorfinden, falls t_3 diesen letzten Zeitabschnitt bezeichnet. Mithin gilt nach (I) die Beziehung

$$a\,\frac{V_3}{V_2}\,e^{-\lambda t_3} = \lambda\,\frac{C\,\varepsilon\,l}{R\,k\,E}\left(1-\frac{\tau}{\tau_0}\right)(1-e^{-\lambda t})^{-1} \quad (3)$$

worin jetzt $E_0 = E$ genommen ist, da die Formel doch nur für solche Fälle in Anwendung kommt.

Für den Vergleichsversuch mit leerem Absorptionsgefäß mögen die gestrichenen Größen die analoge Bedeutung haben wie eben. Es läßt sich dann leicht übersehen, daß

$$Ne^{-\lambda(t_1'+t_2'+t_3')}\,\frac{V_3}{V_1+V_2}$$

die Anzahl der zu Beginn der eigentlichen Messung vorhandenen Emanationsatome sein muß, so daß wiederum nach (I) die Gleichung besteht:

$$\left.\begin{aligned} Ne^{-\lambda(t_1'+t_2'+t_3')}\,\frac{V_3}{V_1+V_2} &= \lambda\,\frac{C\,\varepsilon\,l}{R\,k\,E'} \\ \left(1-\frac{\tau'}{\tau_0'}\right)(1-e^{-\lambda t'})^{-1} &\end{aligned}\right| \quad . \quad (4)$$

Nunmehr läßt sich α durch bekannte und meßbare Größen darstellen. (2) und (3) liefert:

$$\frac{Ne^{-\lambda(t_1+t_2)}(1-e^{-\lambda t})}{\lambda\,\dfrac{C\,\varepsilon\,l}{R\,k\,E}\left(1-\dfrac{\tau}{\tau_0}\right)} = \left(1+\frac{b}{a}\right)\frac{V_2}{V_3}\,e^{\lambda t_3}$$

$$= \left(1+\alpha\,\frac{V_1}{V_2}\right)\frac{V_2}{V_3}\,e^{\lambda t_3}$$

nach (1). Oder wenn nach (4) der Wert für N eingesetzt wird:

$$\left(1+\alpha\cdot\frac{V_1}{V_2}\right) = \frac{V_1+V_2}{V_2}\cdot e^{\lambda(t_1'+t_2'+t_3'-t_1-t_2-t_3)}$$

$$\cdot\frac{1-e^{-\lambda t}}{1-e^{-\lambda t'}}\cdot\frac{\dfrac{1}{E'}\left(1-\dfrac{\tau'}{\tau_0'}\right)}{\dfrac{1}{E}\left(1-\dfrac{\tau}{\tau_0}\right)}$$

$$\alpha\cdot\frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1+V_2}{V_2}\,e^{\lambda(T'-T)}\,\frac{1-e^{-\lambda t}}{1-e^{-\lambda t'}}$$

$$\cdot\frac{E\left(1-\dfrac{\tau'}{\tau_0'}\right)}{E'\left(1-\dfrac{\tau}{\tau_0}\right)} - 1,$$

worin jetzt T und T' die Zeiten vom Beginn des Versuches bis zum Beginn der eigentlichen Messung am Elektrometer bezeichnen. So ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten schließlich der Ausdruck:

$$\alpha = \frac{V_2}{V_1}\left[\frac{V_1+V_2}{V_2}\cdot e^{\lambda(T'-T)}\cdot\frac{1-e^{-\lambda\tau}}{1-e^{-\lambda\tau'}}\cdot\frac{E\left(1-\frac{\tau'}{\tau_0}\right)}{E'\left(1-\frac{\tau}{\tau_0}\right)}-1\right]\cdot \quad \text{(II)}$$

Nach Rutherfords[1]) Angaben ist, falls alle Zeiten in Sekunden eingeführt werden, $\lambda = \frac{1}{87}$ zu setzen.

Wie man sieht, muß sich innerhalb jeder Versuchsreihe ceteris paribus das Produkt

$$\Pi = E e^{-\lambda T}(1-e^{-\lambda\tau})\left(1-\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{-1}$$

als konstant erweisen. Da nun τ höchstens auf 2 Proz. genau bestimmt werden kann, ist unter diesen Werten von vornherein auf eine Abweichung von etwa 10 Proz. zu rechnen, denn der Nenner nimmt mit wachsendem τ ab, der Zähler dagegen zu, und zwar namentlich letzterer nicht unbeträchtlich, weil τ im Exponenten steht. Dazu kommt, daß τ nur aus einer einzigen Messung jedesmal bestimmt werden kann, wodurch sich die Unsicherheit erhöht. Daher ist es erfreulich, in folgendem Verfahren eine Kontrolle für die Brauchbarkeit einer Messung zu haben. Wird nach Vollendung der Messung τ das isolierte Quadrantenpaar geerdet und nachdem die Elektrometernadel zur Ruhe gekommen ist — wozu die Zeit t erforderlich sei — eine zweite Messung angeschlossen, welche den Wert τ liefere, so müssen offenbar folgende Beziehungen erfüllt sein. Nach (I) gilt für die erste Messung

$$n = p\left(1-\frac{\tau}{\tau_0}\right)(1-e^{-\lambda\tau})^{-1},$$

wenn die konstanten Proportionalitätsfaktoren in p zusammengefaßt werden, für die zweite Messung

$$n = p\left(1-\frac{\tau}{\tau_0}\right)(1-e^{-\lambda\tau})^{-1},$$

und endlich zwischen n und n die Relation

$$n = n e^{-\lambda(t+t)},$$

woraus zwischen bekannten und den gemessenen Größen die Gleichung folgt

$$\frac{\tau_0-\tau}{\tau_0-\tau} = e^{-\lambda(t+t)}\,\frac{1-e^{-\lambda\tau}}{1-e^{-\lambda\tau}}.$$

Nur solche Messungen bei denen diese Beziehung hinreichend erfüllt war, fanden Berücksichtigung; sie ermöglichte ferner die Bildung eines Mittelwertes von τ aus zwei Messungen, indem die Substitution von $\tau+\delta_\tau$ für τ in letzterer Gleichung für die Korrektionsgröße δ_τ unter der Voraussetzung, daß $\lambda\cdot\delta_\tau$ hinreichend klein ist, um höhere Potenzen gegen die erste zu vernachlässigen, den Ausdruck liefert:

$$\delta_\tau = \frac{(\tau_0-\tau)(1-e^{-\lambda\tau})e^{-\lambda t}-(\tau_0-\tau)(e^{\lambda t}-1)}{e^{-\lambda t}(1-e^{-\lambda\tau})+\lambda e^{\lambda\tau}(\tau_0-\tau)},$$

so daß hiernach die erste Messung stets aus der zweiten korrigiert werden konnte.

Infolge der an den Wänden des Rutherfordschen Gefäßes zurückbleibenden induzierten Aktivität war der Luftwert τ_0 sehr variabel; indessen störte dies keineswegs, da er vermöge des langsamen Abklingens derselben — in 11 Stdn. auf die Hälfte — während eines insgesamt höchstens $^1/_2$ Stunde in Anspruch nehmenden Versuches als konstant betrachtet werden kann. Die gemessenen Werte näherten sich nach dem Einlassen der Emanation ziemlich schnell dem Luftwerte, so daß in der Regel die dritte Messung bereits einen innerhalb der Beobachtungsfehler dem Luftwerte gleich zu erachtenden Wert ergab. Dies ist ganz erklärlich, da nach der Rutherfordschen Umwandlungstheorie die Thoremanation zwei Umwandlungsstufen zeigt, deren erste in 55 Minuten auf die Hälfte abklingt und ohne Aussendung von Strahlen vor sich geht; erst die zweite in 11 Stunden auf die Hälfte abklingende Umwandlungsstufe sendet α-, β- und γ-Strahlen aus. Dieser Umstand bringt es mit sich, daß eine Korrektion der gemessenen Werte aus der durch die frisch eingelassene Emanation hervorgerufenen induzierten Aktivität nicht erforderlich ist.

Die Untersuchungen wurden mit filtriertem Petroleum und mit ausgekochtem gleichfalls filtriertem Wasser ausgeführt. Die numerischen Ergebnisse sind in den folgenden Tabellen zusammengefaßt.

1. Versuchsreihen mit leerem Absorptionsgefäß.

Durch 2 Minuten langes Schütteln wurde eine gleichmäßige Verteilung der emanationshaltigen Luft im ganzen Gefäß herbeizuführen gesucht. Da im Laufe der Versuche durch einen Unglücksfall das Absorptionsgefäß sowie der Quecksilberheber II zerschellten und durch neue ersetzt wurden, welche etwas abweichende Dimensionen besaßen, so sind die Resultate in zwei Tabellen angegeben, deren Zahlenwerte erst nach Multiplikation mit $\frac{V_1+V_2}{V_3}$ übereinstimmen können. Die Zeiten sind in Sekunden, die Empfindlichkeit E in Millimetern angegeben.

1) E. Rutherford, Radio-Activity, p. 205, Cambridge 1904.

Tabelle Ia.

$V_1 + V_2 = 1250$ ccm. $V_3 = 305$ ccm.

τ_0'	τ'	T'	E'	Π'
102,5	46,2	246	287,5	12,76
190,9	55,3	242	301,7	12,66
114,1	50,3	244,5	284,2	13,36
102,7	44,6	246,5	288	12,03

Mittel: **12,7.**

Tabelle Ib.

$V_1 + V_2 = 1360$ ccm. $V_3 = 270$ ccm.

τ_0'	τ'	T'	E'	Π'
70,9	48,2	259	148,1	10,03
168,6	75	239,6	147,2	9,75
157	57,8	230	197,2	10,77
99,7	49,8	249	196	10,21
121,6	51	236	210	10,65

Mittel: **10,28.**

Rechnet man die erste Versuchsreihe auf die Volumenverhältnisse der zweiten und vice versa um, so ergeben sich die Werte 10,33 bezw. 12,63, so daß im Gesamtmittel

$$E \cdot e^{-\lambda\tau'} \frac{1 - e^{-\lambda\tau'}}{1 - \frac{\tau'}{\tau_0'}} = 12{,}66 \text{ für das kleinere}$$

$$= 10{,}30 \text{ für das größere}$$

der verwendeten Absorptionsgefäße zu setzen ist.

2. Versuchsreihen mit Petroleum.

Es zeigte sich, daß der Sättigungszustand erst nach einem $1^1/_2$ Minuten langem Schütteln eingetreten war. In dieser ganzen Reihe ist

$V_1 + V_2 = 1250$ ccm, $V_3 = 305$ ccm.

Tabelle IIa.

$1^1/_2$ Minute geschüttelt. $V_1 = 340$ ccm.

τ_0	τ	T	E	Π
122,6	70	228	284,7	26,42
94,2	58,2	230	282,5	25,64
136	75,2	227	281,3	26,80
103,4	60,4	225	294,6	26,45

Mittel: **26,33.**

Tabelle IIb.

$1^1/_2$ Minute geschüttelt. $V_1 = 125$ ccm.

τ_0	τ	T	E	Π
116,9	48,2	214	279,8	17,16
153,1	55,1	219	291	17,21
137,2	50,8	214	282,1	16,92
115	51	217	277,8	18,44
123,1	55,4	224	279	18,2
133,8	49,1	212	289	17,54

Mittel: **17,58.**

Tabelle IIc.

$1^3/_4$ Minute geschüttelt. $V_1 = 125$ ccm.

τ_0	τ	T	E	Π
106,5	56	235	278	18,68
167,5	61,1	226	288	17,03
206,2	76,4	234	277,2	17,48
130	58,1	227	287,8	18,65
142,6	62	226	273	17,91
135,7	62,5	235,5	278,5	17,66

Mittel: **17,90.**

Wie die beiden letzten Tabellen zeigen, ist der Sättigungszustand eingetreten; es ist im Mittel

$$E e^{-\lambda\tau} \frac{1 - e^{-\lambda\tau}}{1 - \frac{\tau}{\tau_0}} = 17{,}74$$

zu setzen, woraus sich für

$V_1 = 125$ ccm, $V_2 = 1125$ ccm

nach (II) ergibt:

$$\alpha = 5{,}01.$$

Tabelle IIa liefert für

$V_1 = 340$ ccm, $V_2 = 910$ ccm

$$\alpha = 4{,}97,$$

so daß angenähert der Absorptionskoeffizient für Petroleum

$$\alpha = 5$$

gefunden wird.

3. Versuchsreihen mit Wasser.

$V_1 + V_2 = 1360$ ccm, $V_2 = 250$ ccm,
$V_3 = 270$ ccm.

Tabelle IIIa.

$1^1/_2$ Minute geschüttelt.

τ_0	τ	T	E	Π
152,9	56,0	212	143,6	9,40
91,8	45	212	147,1	10,19
141,5	48,8	204	148,4	9,32
205,9	58,0	198	146,5	10,19
83,6	39,1	207	148,7	9,36
99,1	42,4	208	150,8	9,31

Mittel: **9,63.**

Tabelle IIIb.

$1^3/_4$ Minute geschüttelt.

τ_0	τ	T	E	Π
74,3	41,5	223,5	154,3	10,16
165,9	67,7	229,7	147,5	9,61
147,9	55,4	211	149,5	9,96
198,24	60,6	213	153,1	9,34
144,75	51,4	213,5	154,4	9,20

Mittel: **9,654.**

Auch hier haben wir augenscheinlich Sättigungszustand. Setzt man im Gesamtmittel $\Pi = 9{,}642$, so liefert Gleichung (II) für Wasser den Absorptionskoeffizienten

$$\alpha = 1{,}052.$$

Die Thoremanation hat also, wie die mitgeteilten Untersuchungen zeigen, ganz analoge Eigenschaften wie die Radiumemanation. Auf der anderen Seite aber weisen die Zahlen einen weiteren ausgesprochenen Unterschied der beiden Emanationen auf, da v. Traubenberg bei *Ra* den Absorptionskoeffizienten für Petroleum ca. 20 mal größer gefunden hat als bei Wasser, hier beträgt er nur etwa das Fünffache; auch die absoluten Zahlenwerte weichen beträchtlich voneinander ab. Vermutlich ist der Absorptionskoeffizient auch von der Temperatur abhängig, indessen fehlte mir leider die Zeit, die Untersuchungen auch auf dieses Gebiet auszudehnen. Die angegebenen Zahlenwerte beziehen sich auf eine mittlere Temperatur von etwa 19° C.

Vorliegende Arbeit wurde im physikalischen Institute der Universität Freiburg i. Br. angefertigt. Es sei mir gestattet, Herrn Prof. Himstedt, welcher die Anregung zu derselben gab und mich im Laufe der Untersuchungen stets mit seinem Rat bereitwilligst unterstützte, auch an dieser Stelle meinen ergebensten Dank auszusprechen.

Freiburg i. Br., Phys. Inst., August 1905.

(Eingegangen 3. November 1905.)

Über die Aufrechterhaltung des normalen elektrischen Erdfeldes.

Zweite Erwiderung auf Herrn G. C. Simpsons Einwände.

Von H. Ebert.

Im vorigen Jahre hatte ich eine Arbeitshypothese in Vorschlag gebracht, welche bezüglich der Ursache des normalen atmosphärischen Potentialgefälles und der negativen Erdladung zu neuen Fragestellungen anregte.[1]) Ich ging dabei von der Bemerkung aus, daß die von den radioaktiven Agenzien der Erdsubstanz ionisierte Bodenluft bei ihrer Wanderung durch die Erdkapillaren, durch Hohlräume und Spalten zwischen Geröll und Gestein infolge von Adsorption eine größere Menge der schneller beweglichen —Ionen in der Erde selbst zurücklassen und mit einem Überschusse an +Ionen in die Atmosphäre entweichen muß. Durch Laboratoriumversuche wurde die Wirksamkeit derartiger Transpirationsprozesse genauer studiert; es zeigte sich, daß, zunächst qualitativ betrachtet, in der Tat derartige Prozesse imstande sind, eine Trennung der Elektrizitäten im genannten Sinne zu bewirken. Aber es kommt natürlich vor allem auf den Nachweis an, daß ein solcher Prozeß auch in der Natur sich abspielt, und daß die hierbei auftretenden Ladungseffekte tatsächlich von solcher Größenordnung sind, daß man ihnen eine wirksame Rolle bei der Aufrechterhaltung des luftelektrischen Spannungsfeldes zuschreiben kann. Dieser Nachweis ist ungleich schwieriger zu führen und erfordert langwierige Untersuchungen. Gerade gegen die quantitative Seite der Hypothese sind denn auch Bedenken erhoben worden, zunächst von Herrn G. C. Simpson[1]), welcher mit anerkennungswerter Sachlichkeit namentlich bezweifelt, daß die im Laboratorium angestellten Versuche mit den Vorgängen in der Natur vergleichbar seien. Diese Bedenken suchte ich in einer kurzen Erwiderung zu zerstreuen[2]), welche den Bericht über unterdessen angestellte neue Versuche brachte. Gegen diese Notiz richtete sich eine zweite Mitteilung des Herrn Simpson.[3]) Er faßt hier sein Urteil in folgendem Satze zusammen (S. 735, Nr. 3): „Wie ich oben festgestellt habe, kann es keinem Zweifel unterliegen, daß der Prozeß, auf welchen Prof. Ebert seine Theorie aufbaut, in der Natur wirklich in die Erscheinung tritt, so daß die einzige noch übrig bleibende Frage die folgende ist: ist dieser Prozeß quantitativ ausreichend, um das normale Erdfeld zu erklären?“ Bei der nun folgenden Berechnung, welche diese Frage im verneinenden Sinne zu entscheiden scheint, ist ihm indessen ein prinzipielles Versehen unterlaufen, welches hier richtig gestellt werden soll.

Daß diese meine Berichtigung nicht sogleich erschienen ist, hat nicht darin seinen Grund, daß mir etwa jenes Versehen nicht sofort aufgefallen wäre, als vielmehr darin, daß ich vorerst noch mehr Beobachtungsmaterial sammeln wollte. Es kommt, wie man bemerken wird, wesentlich auf folgende Daten an:

1. Auf die Zahl von Ionen, welche im Boden pro cm^3 und pro sec durch die ionisierende Wirkung, namentlich der Bodenluftemanation, gebildet werden kann. Wir hatten seinerzeit für den Münchener Boden diese Zahl zu rund 10^3 bestimmt.[4]) Dabei war Bodenluft in ein Gasometer eingesaugt und die Wirksamkeit der in ihr enthaltenen Emanation in einem Zylinderkondensator untersucht worden. Es konnte aber doch bedenklich erscheinen, wollte man auf diesem, nur an einem Orte gefundenen, wenn auch wiederholt seiner Größenordnung nach bestätigten Werte weitere Schlüsse aufbauen. Jedenfalls war es erwünscht, die Messungen auf einer Landstation zu kontrollieren, sie über verschiedene Jahreszeiten auszudehnen und auch

1) Diese Zeitschr. **5**, 135, 1904 und Meteorolog. Zeitschr. 21, 201, 1904.

1) Diese Zeitschr. **5**, 325, 1904.
2) Diese Zeitschr. **5**, 499, 1904.
3) Diese Zeitschr. **5**, 734, 1904.
4) Meteorolog. Zeitschr. **21**, 213, 1904.

die Meßmethoden selbst zu variieren. Dies ist unterdessen geschehen, und Herr L. Endrös, der die Messungen in Zusmarshausen bei Augsburg durchführte, wird über dieselben demnächst eingehender berichten. Bei diesen Messungen war eine, einerseits mit einer Hochspannungsbatterie, andererseits mit einem Quadrantenelektrometer verbundene Kondensatoranordnung direkt in den Erdboden eingesenkt worden. Es zeigte sich, daß der oben angegebene Wert von 10^3 Ionen pro cm^3 und sec einen hinreichend zuverlässigen Mittelwert für die bei uns in Betracht kommenden Bodenverhältnisse tatsächlich darstellt.

Im Boden tritt zur Wirkung der Emanation noch diejenige der direkten Becquerelstrahlung der aktiven Bodenkonstituenten sowie diejenige der induzierten Aktivität hinzu.

2. Muß man feststellen, welche Ladungsmenge an der Erdoberfläche während einer bestimmten Zeit neutralisiert wird. Der das Feld unterhaltende Prozeß muß imstande sein, diese Menge während dieser Zeit zu decken. Um ein Urteil über die Schnelligkeit zu gewinnen, mit welcher die negative Erdladung im Mittel etwa innerhalb einer Stunde infolge der Leitfähigkeit der Luft zerstört wird und daher regeneriert werden muß, war ich damals leider noch auf eine „Schätzung" angewiesen, auf Grund von Messungen, die mit dem Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparate (mit Schutzdach) hier im Freien angestellt worden waren; ich war mir dabei aber wohl bewußt, daß dies eigentlich nicht gestattet ist, hatte doch schon 1901 und 1902 einer meiner Schüler, Herr Dr. K. Lutz[1]), an demselben Apparate nachgewiesen, daß bei den verwendeten Spannungen nahezu Sättigungsstrom zwischen Zerstreuungskörper und Schutzdach herrschte; gleiches kann natürlich bezüglich des Elektrizitätsaustausches zwischen Atmosphäre und Erdboden nicht vorausgesetzt werden.[2]) Direkte Messungen der Ionenbeweglichkeit in der Atmosphäre existierten damals noch nicht in genügender Zahl. Unterdessen sind derartige Messungen nach der von Herrn Mache angegebenen Methode[3]) in München, in der Jachenau, zu Kremsmünster und von den Herren H. Mache und E. von Schweidler[4]) in Seewalchen angestellt worden; Herr H. Gerdien führte ähnliche Bestimmungen mit einer von ihm ausgearbeiteten Methode in Göttingen und an anderen Orten aus.[5]) In München ergaben sich seither Mittelwerte von $u^+ = 0{,}91$, $u^- = 1{,}11$ cm/sec pro Volt/cm Gefälle, in der Jachenau 0,72 bezw. 0,96, in Kremsmünster 0,78 bezw. 0,93; die Herren Mache und von Schweidler fanden 1,02 bezw. 1,25. Herr Gerdien[1]) gibt 1,3 bezw. 1,6 im Mittel an. Da nicht ohne weiteres feststeht, ob die an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten erhaltenen Werte unmittelbar miteinander vergleichbar sind[2]), sollen hier nur die auf unserer bayerischen Hochebene erhaltenen Zahlen (die übrigens den Mittelwerten aller übrigen ziemlich nahe liegen): also die spezifischen Geschwindigkeiten $U^+ = 0{,}91 \cdot 300$, $V^- = 1{,}11 \cdot 300$ el. stat. Einh. der weiteren Rechnung zugrunde gelegt werden. Da die den Ionenladungen entsprechenden Raumdichten der Elektrizität mit dem Aspirationsapparate hier zu $\varepsilon \cdot n^+ = 0{,}3 \cdot 10^{-6}$ bezw. $\varepsilon \cdot n^- = 0{,}2 \cdot 10^{-6}$ el.-stat. Einh. im Mittel gefunden werden, so ergibt sich die Leitfähigkeit $\lambda = \varepsilon (n^+ U^+ + n^- V^-)$ zu rund $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ el.-stat. Einh. Herr Gerdien gibt $2{,}2 \cdot 10^{-4}$ an, beide Werte stimmen also gut miteinander überein.

Bei einem dauernd unterhaltenen Gefälle von 100 Volt/m werden demnach jedem cm^2 der Erdoberfläche in der Sekunde $5 \cdot 10^{-7}$ positive Ladungseinheiten zugeführt, welche eine entsprechende Menge —Elektrizität hierselbst neutralisieren; dies ergibt pro m^2 und Stunde 18 el. stat. Einheiten.

Mit diesem revidierten Zahlenmateriale wollen wir nun unsere Arbeitshypothese prüfen.

Herr Simpson schließt (a. a. O. S. 735) wie folgt: Die Emanation ist im Boden zirka 70mal wirksamer als in der freien Luft (direkt über dem Boden); in letzterer „befindet sich eine el. stat. Einheit Ionenladung jeden Zeichens pro m^3, also befinden sich in 1 m^3 Boden ca. 70 solcher Einheiten." Er denkt sich nun ein Prisma von 1 m^2 Oberfläche, welches 50 m tief in den Boden hinabreicht, zur Hälfte mit Luft, diese mit dem genannten Ionengehalte erfüllt und berechnet unter der Annahme, daß alle + Ionen austreten, alle — Ionen ihre Ladungen abgeben,

1) K. Lutz, Doktor-Diss. München, Techn. Hochschule 1904, S. 53.

2) Vergl. auch H. Gerdien, diese Zeitschr. **6**, 657, 1905 unter Nr. 5.

3) Diese Zeitschr. **4**, 717, 1903.

4) Diese Zeitschr. **6**, 71, 1905.

5) Gött. Nachr. Heft **6**, 1, 1903 und 277, 1904.

1) Diese Zeitschr. **6**, 648, 1905.

2) Anmerkung. Für trockene Luft fand Zeleny die Werte 1,36 bezw. 1,87, für feuchte Luft 1,37 bezw. 1,51, also höhere als die meisten oben mitgeteilten Werte. Es ist aber nicht zu vergessen, daß es sich bei seinen Messungen um frisch (mittels Röntgenstrahlen) bereitete Ionen handelte. Es scheint sich bei den atmosphärischen Ionen ein ganz ähnlicher Prozeß zu vollziehen, wie ihn Mc Clelland zuerst bei den Flammengasionen genauer verfolgt hat (Phil. Mag. [5], **46**, 29, 1898), daß sie nämlich mit der Zeit träger werden. Daher können auch für die in der Luft vorgefundenen Ionen je nach ihrer Herkunft recht verschiedene Beweglichkeiten gefunden werden.

um wieviel der Barometerstand bei normalem Drucke sinken muß, damit die an dem m^2 Bodenfläche in einer Stunde neutralisierte Elektrizitätsmenge gedeckt werde; er findet 0,7 mm pro Stunde. Darf man so schließen? Wir haben augenscheinlich nicht ein statisches, sondern gewissermaßen ein dynamisches Problem vor uns. Es kommt hierbei nicht auf die Ionenzahl und ihre Ladung an, die sich in irgendeinem Augenblicke in einem bestimmten Bodenvolumen „befindet", sondern vielmehr auf die Zahl, welche in der Zeit, über welche die Betrachtung sich erstrecken soll, gebildet wird. Führt man diese ein, so gestaltet sich aber die Rechnung wie folgt:

Die Emanation verhält sich wie ein Gas, die tieferen Schichten sind nach unseren seitherigen Erfahrungen durchschnittlich reicher an derselben als die oberen. Wenn daher auch die Emanation in den obersten Schichten des Erdbodens dauernd verbraucht wird teils zur Ionenbildung, teils indem sie in die freie Atmosphäre entweicht, so wird sie doch von unten her immer wieder ergänzt. Bei den Untersuchungen des Herrn H. Brandes[1]) auf dem Terrain der Kieler Sternwarte erwiesen sich schon die Erdschichten von 2 m Tiefe an abwärts als dauernd mit Emanation „gesättigt". Ob ähnliches auch sonst stattfindet, bedarf natürlich erst noch näherer Prüfung; im allgemeinen wird die „Sättigungstiefe" an verschiedenen Beobachtungsorten verschieden tief liegen. Die Untersuchungen des Emanationsgehaltes der Thermalquellen sowie der Radioaktivität der verschiedensten Bodenmaterialien, z. B. des Thermalschlammes, deuten aber darauf hin, daß wir jedenfalls eher einen viel zu kleinen, als einen zu großen Wert einführen, wenn wir annehmen, daß das Verbrauchsgebiet der Emanation, welches für unseren Prozeß hauptsächlich in Betracht kommt, allgemein nur in eine Tiefe von 2 m hinabreicht. Wir wollen ferner von den bei uns vorzugsweise in Betracht kommenden Bodenarten diejenige mit dem geringsten Hohlraumvolumen in Betracht ziehen, sandigen Lehmboden, der im m^3 nach den Untersuchungen von Alf. Mitscherlich[2]) 0,34 bis 0,56 m^3 Luft enthält; wir wollen nur $^1/_3$ m^3 annehmen. Nach den oben erwähnten Messungen werden in den obersten Schichten in 1 cm^3 Bodenluft bei uns im allgemeinen ca. 10^3 Ionen beiderlei Zeichens in jeder Sekunde gebildet.

Wird also der oben berechnete Ladungsverlust an 1 m^2 Bodenoberfläche pro Stunde an Ort und Stelle gedeckt, so haben wir dadurch in dem genannten Bodenvolumen für diese Zeit:

$^1/_3 \cdot 2 \cdot 10^3 \cdot 10^6 \cdot 3600$ Ionen beiderlei Vorzeichens zur Verfügung; ihnen entspricht eine Elektrizitätsmenge von je $^1/_3 \cdot 2 \cdot 10^3 \cdot 10^6 \cdot 3600 \cdot 3{,}4 \cdot 10^{-10} = 820$ elektrostat. Einheiten. Von diesen Ionen wird freilich der bei weitem größte Teil in dem Erdboden selbst schon wieder verbraucht.

Zunächst wird die Wiedervereinigung die Zahl der immer aufs neue gebildeten Ionen fortwährend wieder vermindern. Ferner fallen sowohl die + Ionen ebenso wie die — Ionen unausgesetzt der Adsorption an den Wänden der Erdkapillaren anheim.

Für unseren Prozeß kommt nur der durch die Verschiedenheit der Wanderungsgeschwindigkeiten bedingte adsorbierte Überschuß der einen Ionenart über die andere in Betracht. Die Adsorptionswirkung ist direkt proportional den spezifischen Ionengeschwindigkeiten.[1]) Das Verhältnis dieser Geschwindigkeiten ist für die in der Luft angetroffenen beiden Ionenarten im Mittel 1,2; demnach werden für je 12 im Erdboden adsorbierte negative Ionen nur 10 positive in diesem adsorbiert, 2 positive Ionen entweichen in die Luft. Jenem Überschusse entsprechen also $^2/_{12}$ oder $^1/_6$ der vorhandenen Menge, in unserem Falle also 137 Einheiten.

Über den Betrag der Wiedervereinigung und der allgemeinen Adsorption ein Urteil zu gewinnen, ist äußerst schwierig, da diese Beträge von Fall zu Fall sehr verschiedene sein werden. Man sieht aber, daß schon der 7,6. Teil des soeben berechneten Überschusses genügen würde, um die erforderlichen 18 Einheiten pro m^2 aufzubringen.

Da im allgemeinen die Verhältnisse viel günstiger liegen und wir hier nur mit unteren Grenzen gerechnet haben, so dürfte kein Zweifel bestehen, daß der betrachtete Prozeß tatsächlich Effekte von der richtigen Größenordnung ergeben kann. Ausgeschlossen ist natürlich dabei gar nicht, daß gelegentlich, z. B. bei der Gewitterbildung, dieser Prozeß durch andere unterstützt und gesteigert wird. Ferner kann auf dem Meere brandendes und zerspritzendes Seewasser einen Überschuß an freier positiver Ladung in die unteren Luftschichten einführen, wie auf dem Lande der hier betrachtete Transpirationsprozeß. —

Es fragt sich nur noch, welche Vorgänge die Bodenluft veranlassen aus dem Erdboden herauszutreten. Dabei kommen offenbar hauptsächlich dreierlei Wirkungen in Betracht:

1. Bodenerwärmungen. Die Heizfläche unserer Atmosphäre ist bekanntlich der Erdboden. Bei kräftiger und andauernder Insolation muß sich die Bodenluft erheblich ausdehnen

1) H. Brandes, Inaug.-Diss. Kiel 1905, S. 39.
2) Alf. Mitscherlich, Fühlings landw. Zeitung 49, Heft 7, 1900.

1) Vergl. z. B. Ed. Riecke, Gött. Nachr. math.-phys. Klasse, Heft 2, 1903.

und dadurch Ionen mit dem charakteristischen Überschusse an +Ionen sowie Emanation, selbst ohne Sinken des Barometers, zutage fördern. Dieser Überschuß und damit die Steigerung der Feldkraft kann trotzdem innerhalb enger Grenzen gehalten werden, wenn die austretende Luft durch aufsteigende Ströme fortwährend weggeführt wird. In den niederschlagsarmen Steppen- und Wüstenklimaten, namentlich der Tropen, dürfte dieser Prozeß eine große Rolle spielen. Auch bei uns kann er im Sommer die Wirkung der folgenden Momente ganz überdecken.

2. Barometrische Unruhe. Verfolgt man die Luftdruckänderungen mit dem Mikrobarometer, so sieht man, daß selbst das Steigen des Druckes im allgemeinen durchaus nicht ein gleichmäßiges ist, sondern sich in einem Wechsel von kleineren Depressionen mit größeren Erhebungen vollzieht. Jede Depression läßt ionenreichere Luft aus dem Erdboden entweichen; die stärkeren Erhebungen dagegen haben keine auch nur annähernd gleich ionenreiche Luft zur Verfügung, welche sie in den Boden zurückpressen könnten, folglich bleibt ein Überschuß zugunsten eines Austretens einer größeren Anzahl von Ionen selbst bei steigendem Barometer übrig. Barometrische Unruhen, bei denen bei durchschnittlich steigender Tendenz des Luftdruckes die Gesamtheit aller einzelnen intermediären kleinen und kleinsten Depressionen während einer Stunde in Summa den Betrag von einigen Zehnteln Millimetern erreicht, gehören durchaus nicht zu den Seltenheiten.

3. Sinken des Luftdruckes. Die vorgenannten Momente werden natürlich sehr wesentlich unterstützt, wenn zu ihnen abnehmender Luftdruck hinzutritt. Welches von den drei Momenten prädominiert, hängt natürlich ganz außerordentlich von den speziellen und namentlich den rein lokalen Verhältnissen ab. Sinkt der Druck z. B. sehr stark, so kann viel Emanation mit austreten. Wird dieselbe durch Konvektion nicht entfernt, so kann sie an Ort und Stelle zur Bildung zahlreicher Ionen Veranlassung geben. Sie erzeugt aber immer gleichviel + und — Ionen; gegenüber dieser Anzahl überhaupt vorhandener Ionen kann dann der ursprünglich mit ausgetretene Überschuß an + Ionen relativ stark zurücktreten. Dies wird vor allem in mehr oder weniger abgeschlossenen Räumen der Fall sein.

Man sieht ohne weiteres, daß der hier geschilderte Prozeß jene Fülle von Variationen im einzelnen zuläßt, welche das erdluftelektrische Problem tatsächlich auszeichnet. —

München, Oktober 1905.

(Eingegangen 29. Oktober 1905.)

Bemerkungen zu dem Aufsatze des Herrn Gerdien: Der Elektrizitätshaushalt der Erde und der unteren Schichten der Atmosphäre.

Von H. Ebert.

Bei Gelegenheit einer Diskussion des erdluftelektrischen Problems sieht sich Herr Gerdien[1]) veranlaßt, an einer von mir vertretenen Anschauung Kritik zu üben und zwar in einer Schärfe des Tones, wie er sonst bei wissenschaftlichen Erörterungen ungewöhnlich ist. Ich kann seine Argumente nicht als beweiskräftig erachten, wie ich im folgenden in möglichster Kürze näher ausführen möchte.

ad 1. Herr Gerdien weist S. 648 auf die Tatsache hin, daß mittels des Ionenzählers Überschüsse an positiven Ionenladungen am Erdboden gefunden worden sind, und meint, daß der Betrag derselben die aus dem Verlaufe des Potentialgefälles geschätzte räumliche Ladungsdichte um das 30 bis 50fache übertreffe. Schon hierin kann ich ihm nicht beistimmen. Wie kommt Herr Gerdien zu seiner „Schätzung"? Er setzt die Abnahme des Potentialgefälles in den unteren Schichten der Atmosphäre zu rund $^1/_{10}$ Volt/m² an. Diese Zahl ist, wie er andeutet, aus Messungen am Boden und im Freiballon „extrapoliert" (S. 648 rechts) und zwar ist sie linear extra- oder vielmehr intrapoliert (Gefälle am Boden: 100 Volt/m, in 1000 m: 25 Volt/m, s. S. 647; Gefälleänderung: 0,075 oder rund $^1/_{10}$ Volt/m²). Ist eine derartige einfache Interpolation aber gestattet? Schon die ersten und einfachsten luftelektrischen Erfahrungen zeigten, daß das Gefälle durch Rauch-, Dunst- und Nebelschichten, welche dem Boden aufliegen, außerordentlich gesteigert wird. Da nun die Luft in der Nähe des Erdbodens im allgemeinen stets mehr oder weniger getrübt ist und reinere Luftschichten erst in einigen Hundert Metern über dem Boden beginnen, so muß in überwiegender Mehrzahl der Fälle die Abnahme des Potentialgefälles in der unmittelbaren Nachbarschaft des Bodens eine weit stärkere sein, als in den höheren Schichten. Tatsächlich weisen die an störungsfreien Tagen erhaltenen gleichzeitigen Messungen am Boden und in dem Freiballon auf einen derartigen Verlauf direkt hin. Herr Gerdien meint, eine Abnahme des Potentialgefälles um 3 bis 5 Volt/m² am Boden hätte bemerkt werden müssen. Nun weiß jeder, der einmal auf freiem Felde Potentialmessungen durchgeführt hat, wie große Unsicherheiten derartigen Messungen anhaften. Verwendet man Flammenkollektoren, so entsteht die Frage, in welcher Höhe man den Punkt, in welchem der Span-

1) Diese Zeitschr. **6**, 647, 1905.

nungsausgleich tatsächlich stattfindet, suchen soll.[1]) Bei Tropfkollektoren ruft der Wasserbehälter Störungen des Feldes hervor, Radio- und Aktinoelektroden bieten andere Schwierigkeiten dar. Es ist daher äußerst schwierig, das Gefälle in verschiedenen Höhen über dem Boden genau zu messen; dazu sind nicht nur gleichzeitige, sondern auch gleichwertige Beobachtungen von mindestens 1 Proz. Genauigkeit erforderlich. Um diese zu erreichen, muß man ganz besondere Maßnahmen treffen; derartige Untersuchungen sind hier im Gange (unter gleichzeitiger Verwendung des Ionenaspirationsapparates). Von neueren Bestimmungen, die jeweilig in verschiedenen Höhen über dem Boden angestellt wurden, sind mir nur diejenigen von A. Hjuler[2]) bei Gelegenheit der zweiten dänischen Pamir-Expedition angestellten bekannt, die durchweg eine merkliche Abnahme des Gefälles mit der Erhebung über dem Erdboden erkennen ließen, wiewohl der Absolutwert der Spannung selbst bei den Messungen äußerst klein war. Herr Gerdien meint, bei der im allgemeinen lebhaften Durchmischung der untersten Schichten unserer Atmosphäre könnten stärkere räumliche Ladungen in unmittelbarer Nachbarschaft des Bodens, welche erheblich schwächere Ladungen in geringer Höhe darüber voraussetzen sollen, nicht längere Zeit erhalten bleiben. Es handelt sich ja aber gar nicht um die „Ladungen" selbst, die in der Atmosphäre vorhanden sind; die Poissonsche Gleichung bezieht sich doch auf den Überschuß der einen Ladungsart, in unserem Falle der positiven, über die andere, auf die sog. „freie" Ladung. Wenn diese nun von unten her aus dem Boden immer wieder ergänzt wird, so kann sich doch ein Ladungsüberschuß am Boden dauernd erhalten, auch wenn die Ladungen selbst in die Atmosphäre entführt werden.

ad 2 und 3. Herr Gerdien führt weiter aus: Der von dem Ionenaspirationsapparate angezeigte Überschuß an +Ladung könnte zwar für die gewöhnlichen Ionen mit der normalen Wanderungsgeschwindigkeit (1,3 cm/sec für +, 1,6 cm/sec für — Ionen) bestehen, er könnte aber durch einen entsprechenden Überschuß negativer Ladung an jenen trägen, elektrisch geladenen Partikelchen, auf welche Langevin die Aufmerksamkeit gelenkt hat, insoweit kompensiert werden, daß die von Herrn Gerdien geschätzte geringe Feldänderung herauskommt. Oder aber: bei Aufstellung des Apparates über ebenem Boden würde auf ihm im normalen atmosphärischen Felde negative Influenzladung erzeugt, welche die +Ionen heranzieht (was Herr Gerdien weiter über den Elster-Geitelschen Zerstreuungs-Apparat sagt, ist bekannt und ohne weiteres zuzugeben).

Zunächst einige Bemerkungen zum zweiten Argumente, durch die sich zugleich einer der später folgenden Punkte (7, S. 658) erledigen läßt: Auf meine Bitte haben die Herren Beobachter in Kremsmünster, Herr Direktor Franz Schwab und Herr Bonifaz Zölß eine Reihe von Messungen mit meinem Aspirationsapparate auch in der 68 m langen Steinbruchhöhle (nicht Brunnenschacht, wie Herr Gerdien schreibt) angestellt, in welcher früher die Zerstreuungsmessungen mit dem Elster-Geitelschen Apparate vorgenommen worden waren; sie haben mir ihr Material gütigst zu weiterer Verarbeitung zur Verfügung gestellt. Hier kann doch nun gewiß nicht von einer Störung von Seiten des Erdfeldes die Rede sein, und doch zeigen die Beobachtungen durchweg bei sinkendem Barometerstande nicht nur eine starke Vermehrung der Ionenzahlen, sondern vor allem auch deutlich ausgesprochene Überschüsse an +Ionen. Ferner hat Herr L. Endrös auf meinen Rat hin Systeme von vertikal und isoliert ineinander aufgehängten größeren Zylindern in Gruben aufgehängt, die in das Erdreich eingesenkt waren, um direkt die aus demselben kommenden Ionen in bekannter Weise zu zählen. Der äußere Zylinder war mit einer Hochspannungsbatterie, deren anderer Pol an der Erde lag, der Innenzylinder mit einem Quadrantenelektrometer verbunden; alles war auf das sorgfältigste gegen jede Influenzwirkung geschützt. Trotzdem zeigte sich das durchschnittliche Überwiegen der +Ladungen in deutlichster Weise. Es konnte sowohl die Zahl der nach einer bestimmten Zeit tatsächlich in der Bodenluft vorhandenen Ionen bestimmt werden, als auch gesondert davon die von der mit ausgetretenen Emanation in der Zeiteinheit pro cm^3 gebildete Anzahl. Wurde mit Sättigungsstrom gearbeitet, so wurden auch die Ladungen der „Langevinionen" mitgezählt; die Beobachtungen zeigen, daß diese nicht den von Herrn Gerdien vermuteten überdeckenden Einfluß ausüben. Herr Endrös wird über seine Messungen demnächst näheres mitteilen; durch sie wird zugleich der von Herrn Gerdien S. 655 unter Nr. 1 so dringend gewünschte direkte Nachweis erbracht, daß tatsächlich stark ionisierte Luft aus den Hohlräumen des Erdbodens in die Atmosphäre dringt.

Es ist ferner ein Irrtum, wenn Herr Gerdien meint, daß als allein zuverlässige Methode zur Messung der wirklichen räumlichen Ladungsdichte die Messung des vertikalen Gradienten

1) Vergl. hierzu z. B. F. Henning, Ann. d. Phys. (4), 7, 893, 1902.

2) A. Hjuler, Publikat. d. 2. dänischen Pamir-Expedition. Kopenhagen, 1903, Beibl. **28**, 581, 1904.

des Potentialgefälles zu betrachten sei. Bekanntlich kann man innerhalb eines vor dem Felde der Erde elektrostatisch, etwa durch Netzwerk geschützten, aber mit der Atmosphäre kommunizierenden Hohlraumes die räumliche Ladungsdichte in diesem bestimmen, wenn man das Potential für einen Innenpunkt mißt. Kein geringerer als Lord Kelvin hat diesen Weg als einen zuverlässigen zur Bestimmung jener Dichte empfohlen, verschiedene Forscher haben ihn bereits mit Erfolg beschritten.[1]) So wiesen Exner und Roiti eine freie positive Ladungsdichte, die im allgemeinen dem Potentialgefälle parallel ging, in den unteren Schichten der Atmosphäre nach; Chauveau fand in einem Drahtkäfige am Eiffelturm einen Überschuß an +Ladungen von rund 0.4 el. stat. Einh. pro cbm; als Höchstwert ergaben sich 12 Einheiten, Mache fand bei Gewittern Werte zwischen —0,8 und +0,6 Einheiten. Bei einer Aufstellung der Käfige in der Nähe von Gebäuden, an diesen selbst oder namentlich am Turme werden natürlich +Ionen (bei normalem Gefälle) in überwiegender Zahl durch diese selbst herangezogen; bemerkenswert bleibt es aber doch, daß im Käfig Dichtewerte von derselben Größenordnung erhalten wurden, wie sie der Aspirationsapparat unter den gleichen äußeren Bedingungen ergibt. Man kann aber leicht den Käfig so aufstellen, daß er vor diesen direkten Wirkungen des Erdfeldes geschützt ist, womit jene Störungen wegfallen; auch derartige systematische Messungen sind hier seit langem geplant und zurzeit in Angriff genommen.

An allen Orten, an denen man größere Reihen von Ionenzählungen in der Atmosphäre vorgenommen hat, fand sich ein Überschuß an +Ladungen, im Mittel von einigen Hundertsteln bis mehreren Zehnteln elektrostat. Einh. pro m^3. Solange nicht der direkte Beweis auf dem einen oder anderen hierzu gangbaren Wege erbracht ist, daß diesem Überschusse nicht eine wirkliche freie räumliche Ladung von ähnlicher Größenordnung entspricht, ist es doch augenscheinlich das einzig richtige, an der Realität der Messungsergebnisse selbst festzuhalten. Jedenfalls könnten doch nur sorgfältige und ausgedehnte Messungsreihen, nicht aber „Schätzungen" von solcher Unsicherheit, wie sie Herr Gerdien einführt, hierüber entscheiden.

Des folgenden wegen wollen wir die bis jetzt vorliegenden Messungsergebnisse zu einem Mittel vereinigen. Hier bei uns beträgt der Überschuß der $+E$ über die $-E$ am Boden rund 0,1 Einheiten. Herr Simpson[1]) fand in Lappland als Mittel für das ganze Jahr 0,06. Die in Kremsmünster während des April, Juni und Juli dieses Jahres (im Konventgarten) angestellten Messungen führen auf 0,09 Einheiten. Herr A. Gockel[2]) findet in Freiburg (Schweiz) mit dem von Herrn Gerdien konstruierten Apparate gleichfalls 0,09. Herr G. Lüdeling fand auf Helgoland auf der Düne 0,06, im Oberlande daselbst 0,12; die Herren L. und A. Boltzmann auf dem Atlantischen Ozeane 0,12, ich selbst fand auf dem Golfe de Lion, an der spanischen Küste und auf Palma de Mallorca bezüglich die Werte 0,01, 0,06, —0,01; meinen Zahlen kommt kein großes Gewicht zu, da sie auf zu wenig Einzelmessungen basieren.[3])

Wir erhalten im Mittel 0,09 el. stat. Einheiten pro m^3, oder $9 \cdot 10^{-8}$ Einheiten pro cm^3. Es steht nichts im Wege, diese Größe als den mittleren Überschuß der +Ladung über die —Ladung an den genannten Beobachtungsorten anzusehen, und wenn die Zahl derselben auch noch eine geringe ist, so bieten sie doch bereits soviel Verschiedenheiten in klimatischer wie in geographischer Hinsicht, daß die Geringfügigkeit der Abweichungen von diesem Mittelwerte bemerkenswert ist und dieser selbst ein gewisses Zutrauen verdient.

Gegen das nun Folgende ist nichts zu sagen. Herr Gerdien schreibt hier die bekannten, aus der Lehre von den Gasionen geläufigen Formeln für die Komponenten des Gesamtstromes hin, in denen zweckmäßig die Komponenten des durch Leitfähigkeit und Gefälle bestimmten Leitungsstromes von denen des auf Transport von Ionen durch Luftbewegungen beruhenden Konvektionsstromes getrennt werden. Auch in allem, was er über diese einzelnen Komponenten sagt, stimme ich ihm völlig bei. Er berechnet (S. 650) den vertikalen Leitungsstrom zu $7{,}3 \cdot 10^{-7}$ el.-stat. Einh. oder $2{,}4 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm^2; ich selbst hatte im Herbst 1901 bei gelegentlichen Messungen am Hochrande des Isartales $1{,}7 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm^2 gefunden[4]), doch messe ich diesem meinen Werte keine wesentliche Bedeutung zu; um dieselbe beanspruchen zu dürfen, müßte er ein Mittelwert von womöglich fortlaufend registrierten Messungen sein, die sich mindestens

1) Vergl. u. a. Dvorák, Zeitsch. f. phys. und chem. Unterricht, **7**, Heft 4, 176, 1904, und A. B. Chauveau, Rech. sur l'électricité atmosphér. Paris, 1902, namentlich Bd. II, 103 folgende, woselbst auch nähere Literaturangaben; vergl. auch Beibl. **26**, 1012, 1902.

1) G. C. Simpson, Phil. Trans. London, Ser. A. **205**, 61, 1905.

2) A. Gockel, Meteorol. Zeitschr. **22**, 97, 1905.

3) Vgl. diese Zeitschr. **6**, 641, 1905. Die von Herrn Dieckmann in der Jachenau gefundenen sehr hohen Werte sollen nicht mit in das Mittel aufgenommen werden, da man — vielleicht mit Recht — einwenden könnte, daß hier die Verhältnisse so eigenartig gelegen haben, daß die Beobachtungen nicht mit den an den anderen Stationen erhaltenen vergleichbar sind.

4) Diese Zeitschr. **3**, 338, 1902.

über ein Jahr und verschiedene Beobachtungsstationen hätten erstrecken müssen. Werte der Leitfähigkeit, wie sie hier erhalten wurden, führten für 100 Volt/m Gefälle auf den Wert $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ (vergl. den vorhergehenden Artikel).

Man bemerkt, daß diese Zahlen in der Größenordnung übereinstimmen. Ungefähr mit einer derartigen Stromdichte wandern fortwährend +Ionen aus der Höhe herab und neutralisieren am Boden eine entsprechende Menge —Elektrizität.

Wir kommen nun zu dem wesentlichsten Punkte der ganzen Frage. Denn es ist klar, daß ein Erklärungsversuch des Elektrizitätshaushaltes des Systems: Erdkörper-Atmosphäre imstande sein muß, einen Prozeß anzugeben, welcher jenen vertikal nach abwärts gerichteten Leitungsstrom gerade zu kompensieren und damit die negative Erdladung wie die entsprechende positive in der Atmosphäre immer wieder herzustellen und dauernd zu erhalten vermag. Ich finde nun, daß hierzu der Prozeß, auf den ich hingewiesen habe, bereits in erster Annäherung ausreicht, nämlich die Erhebung der ionisierten Luft mit ihrem Überschuß an $+E$ durch die Vertikalbewegungen in der Atmosphäre. (Es würde dies nach Gerdien der unter 1. genannte gewöhnliche oder normale Konvektionsstrom sein.) Machen wir die Probe: Herr Gerdien glaubt als obere Grenze der Vertikalkomponente der Luftbewegung bei niederschlagsfreier Witterung 10 cm/sec setzen zu sollen. Begnügen wir uns mit dem Mittelwerte 5 cm/sec. Durch Multiplikation mit der oben berechneten Ladungsdichte von $9 \cdot 10^{-8}$ Einh. pro cm^3 erhalten wir $4{,}5 \cdot 10^{-7}$ el.-stat. Einh. oder $1{,}5 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm^2, also vollkommen den von Herrn Gerdien (S. 650) geforderten Wert. Damit ist gezeigt, daß schon der normale Konvektionsstrom vollkommen ausreicht, die entgegengesetzt gleiche Ladung nach oben zu transportieren, welche von dem normalen vertikalen Leitungsstrom nach unten geschafft wird, was Herr Gerdien als eine für eine brauchbare Lösung des Problems unerläßliche Bedingung fordert (S. 651 und 652), worin ich ihm nur beistimmen kann. Zuzeiten und in Gebieten ausgesprochener aufsteigender Luftbewegung wird das Resultat noch viel günstiger. Nun aber sogleich über die „ganze Erde zu integrieren", wie es Herr Gerdien tut (S. 650 und 652), dazu fehlt mir der Mut.

Herr Gerdien dagegen glaubt einem anderen Prozesse, den er neben dem gewöhnlichen Konvektionsstrome betrachtet, dem „gestörten Konvektionsstrome" die Hauptrolle zuschreiben zu sollen. Darunter ist nichts anderes als die durch die atmosphärischen Niederschläge herabgebrachte Elektrizität zu verstehen, deren Bilanz nach den in Wolfenbüttel und Göttingen seither darüber angestellten Messungen mit einem Überschusse an $-E$ abschließt. Unmittelbar nachdem C. T. R. Wilson gezeigt hatte, daß an den —Ionen bei geringerer Übersättigung Kondensation von Wasserdampf eintritt als an den +Ionen, hatte dieser selbst sowie J. J. Thomson auf die Bedeutung hingewiesen, welche diese Erscheinung für die Niederschlagselektrizität haben muß (Gerdien, S. 658 folgende). Ich kann zunächst nicht finden, daß Herr Gerdien über die Grundanschauungen der genannten englischen Gelehrten in irgendeinem wesentlichen Punkte hinausgekommen ist, wenn er auch Einzelheiten mit Geschick weiter ausführt. Seine vielen Schätzungen, Vermutungen und Annahmen, die er hier einführt, beruhen doch zunächst noch auf sehr unsicheren Grundlagen. Auch scheint es mir etwas kühn zu sein, aus den doch nur über verhältnismäßig kurze Zeit erstreckten Beobachtungsreihen an den oben genannten beiden Orten unter der „Annahme, daß für unsere Breiten die mittlere Dauer des Falles von Niederschlägen mindestens zu 5 Prozent der Gesamtzeit anzusetzen sei" (S. 665), einen Schluß zu ziehen, der für den Elektrizitätshaushalt der ganzen Erde bindend sein soll, vor allem, wenn man an die Schwierigkeiten denkt, mit denen gerade diese Messungen verknüpft sind; ich erinnere beispielsweise nur an den von A. Schmauß [1]) gemachten Hinweis, daß bei diesen Messungen sich der „Lenardeffekt" leicht sehr störend machen kann.

Die von Wilson-Thomson vermutete Mitbeteiligung der Niederschlagselektrizität bei den luftelektrischen Prozessen findet in der von mir vertretenen Anschauung vollkommen und ungezwungen ihren Platz, habe ich doch selbst schon gelegentlich auf dieselbe hingewiesen und betont, daß wir ihr offenbar die abnorm gesteigerten Spannungswerte bei der Gewitterbildung zu verdanken haben. Welcher von beiden Prozessen auf unserem Planeten in seiner Gesamtheit überwiegt, ob der gewöhnliche Konvektionsstrom, ob die Wirkung der Niederschläge, darüber heute ein auch nur einigermaßen sicheres Urteil zu gewinnen, fehlt uns jeder Anhalt. Auch werden hier die verschiedenen Klimate in sehr verschiedener Weise beteiligt sein.

Seite 650 stellt Herr Gerdien folgende Betrachtung an: Man denke sich um die Erde irgendeine geschlossene Fläche gleicher Dichte der Luft gelegt; da dauernde Abnahme oder Zunahme des mittleren Luftdruckes nicht beobachtet worden ist, so kann die Bedeutung des normalen vertikalen Konvektionsstromes nur eine untergeordnete sein. Hier übersieht er

1) A. Schmauß, Ann. d. Phys. (4). **9**, 237, 1902.

offenbar folgendes: Die Ionisierungsgebiete, — für die unteren Schichten der Atmosphäre wenigstens [1]), — liegen an der Erdoberfläche; auf dem Festlande sind es nach Elster und Geitel wesentlich die radioaktiven Bestandteile des Bodenmateriales, ihre Strahlungen und Emanationen, an den Küstengebieten und auf dem Meere vielleicht nach Lenard das brandende und verspritzende Seewasser; beide lassen elektrische Ionenladungen in der Luft entstehen. Durch die aufsteigenden Luftströme werden diese emporgehoben; in der Atmosphäre werden aber die Ionen verbraucht, durch Wiedervereinigung, Molisierung usw.; viele von ihnen werden vielleicht auch durch die Niederschläge zu Boden geführt; die auf- und absteigenden Luftströme sind also (im Mittel über der ganzen Erde) einander wohl in mechanischer, nicht aber in luftelektrischer Beziehung äquivalent.

Dieses sind die Hauptpunkte der zwischen uns schwebenden Meinungsverschiedenheiten; nur noch wenige Worte über die direkter gegen einige meiner Arbeiten gerichteten Angriffe. S. 652 bis 655 ist ein Auszug aus diesen und der mit Herrn Simpson geführten Kontroverse; die letztere dürfte durch den voranstehenden Artikel ihre Erledigung finden.

ad 1. (S. 655). Niemand hat die Mitbeteiligung der Emanation bei dem Heraustreten von Bodenluft und die Entdeckung dieser Tatsache durch die Herren Elster und Geitel geleugnet; gerade Herr Zölß weist auf diese Mitteilung mit ganz besonderem Nachdrucke hin. [2])

ad 2. Natürlich wurden bei dem Versuche durch die Emanation innerhalb der Kapillaren immer neue Ionen erzeugt, genau wie bei der Erde.

ad 3. Selbstverständlich entsprach immer der Strömungsgeschwindigkeit Null auch der Ladungseffekt Null; dieser stieg zunächst an mit wachsender Transpirationsgeschwindigkeit der Luft, erreichte ein Maximum, um dann wieder zu sinken. Dabei ist doch nichts Verwunderliches. Herr Endrös und ich haben unsere Versuche über ein Jahr lang fortgesetzt und in der mannigfachsten Weise variiert, um namentlich die Grenzen der Erscheinung genauer festzulegen. In einer demnächst erscheinenden Arbeit werden wir ausführlicher darüber berichten; daselbst wird Herr Gerdien auch alle von ihm gewünschten näheren Angaben finden.

ad 4. Daß die Kapillare von 50 m Länge, an der Herr Gerdien seine Berechnungen anstellt, weder für unsere Versuche, noch aber für die in der Natur vorliegenden Verhältnisse irgend welche Bedeutung hat, dürfte unmittelbar zu erkennen sein, vgl. auch den voranstehenden Artikel.

ad 5. Endlich kommt aber doch ein Punkt, in dem ich Herrn Gerdien unbedingt Recht geben muß, was ich mit Freuden tue. Es ist nicht angängig, aus Zerstreuungsmessungen mit dem Elster-Geitelschen Apparate auf die Dichte des vertikalen Leitungsstromes zu schließen. Zu hart dürfte der Vorwurf, der mich hier trifft, nicht sein, denn zu jener Zeit, als ich diese Berechnung anstellte, gab es noch keine direkten Bestimmungen der atmosphärischen Leitfähigkeit. Der Wert selbst ist von mir unterdessen berichtigt worden (vgl. oben im voranstehenden Aufsatze) und stimmt vollkommen mit dem von Herrn Gerdien erhaltenen in der Größenordnung überein.

ad 6. Einer freundlichen brieflichen Mitteilung zufolge sind die Registrierbeobachtungen in Potsdam fortgesetzt worden. Herr G. Lüdeling wird gewiß nicht verfehlen, bei der Bearbeitung seines Beobachtungsmateriales auf alle die Punkte, die Herr Gerdien „auf das entschiedenste beanstanden" zu müssen glaubt, mit dem nötigen Nachdrucke zurückzukommen.

ad 7 vgl. oben ad 2 und 3.

ad 8. Die hier von Herrn Gerdien angestellte Berechnung wurde schon oben berichtigt, wobei sich zeigte, daß im allgemeinen der normale vertikale Konvektionsstrom durchaus die Größenordnung des vertikalen Leitungsstromes erreicht, und daß damit sehr wohl die aus dem Boden in die Luft eingeführten Überschüsse an positiver räumlicher Ladung in dem für die Unterhaltung dieses Stromes erforderlichen Betrage in diejenigen Höhen gelangen können, in welchen ein solcher Leitungsstrom tatsächlich noch besteht. Wie Herr Gerdien dazu kommt, die von mir in bezug auf die Adsorptionshypothese formulierten Worte auf die von mir vertretene Anschauung anwenden zu wollen, ist mir absolut unverständlich. Denn es ist doch augenscheinlich zweierlei, ob die negativen und positiven Ionen am Erdboden in molekularen Distanzen nebeneinander liegen, oder ob sie durch einen besonderen Prozeß im Erdboden voneinander getrennt, bereits mit einem bestimmten Überschusse der einen Ionenart in das Luftmeer übertreten.

München, Oktober 1905.

(Eingegangen 29. Oktober 1905.)

1) Die höchsten Regionen des Luftmeeres, in denen sich die Polarlichterscheinungen abspielen, sollen von der Betrachtung ausgeschieden sein.

2) Bon. Zölß, Sitzber. Wiener Akad. math. naturw. Cl. 114, Abt. IIa, S. 207, 1905.

Das deformierte Elektron und die Theorie des Elektromagnetismus.

Von A. H. Bucherer.

Die gegenwärtige Entwicklungsphase des Elektromagnetismus ist durch die Vorherrschaft der neueren Lorentzschen Theorie gekennzeichnet. Auf dem Boden der Faraday-Maxwellschen Anschauungen stehend, versucht sie die Gesetzmäßigkeiten der elektromagnetischen Erscheinungen, welche sich nicht sämtlich ohne weiteres in den Rahmen der Maxwellschen Gleichungen einfügen lassen, durch die Hilfshypothese einer Dimensionsänderung bewegter Körper zu erklären. Alle Abmessungen der Materie und auch des Elektrons, welche in die Bewegungsrichtung fallen, sollen im Verhältnis

$$1 : \sqrt{1 - \frac{u^2}{v^2}}$$

verkürzt werden, wo u die Geschwindigkeit der Massen relativ zum Äther und v die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Die Querdimensionen bleiben dabei unverändert.

Diese Hypothese führt nun zu einer bestimmten Abhängigkeit der elektromagnetischen Masse des Elektrons von seiner Geschwindigkeit, welche bei Messungen der magnetischen und elektrischen Ablenkung der Becquerelstrahlen in die Erscheinung treten muß. In der Tat hat Lorentz damals die Veränderlichkeit der transversalen Masse seines deformierten Elektrons mit der Geschwindigkeit an den Versuchsresultaten Kaufmanns geprüft und eine Übereinstimmung gefunden, welche scheinbar nicht schlechter war als diejenige des starren Elektrons.

Einer mündlichen Mitteilung Kaufmanns, bezüglich des Ergebnisses seiner neuesten verfeinerten Messungen an Becquerelstrahlen, verdanke ich die für die Theorie des Elektromagnetismus hervorragend wichtige Kenntnis der Tatsache, daß die Lorentzsche Formel sich mit den Versuchsergebnissen nicht in Einklang bringen läßt, während die für das starre Elektron abgeleitete Formel eine gute Übereinstimmung liefert.

Somit würde es scheinen, als ob der Versuch Lorentz', durch seine Hypothese der Dimensionsänderung eines bewegten Systems das wankende Gebäude der Maxwellschen Äthertheorie zu stützen, als mißlungen zu betrachten wäre. Ein gleiches würde von den Versuchen anderer zu sagen sein, welche auf anderem Wege zur selben Formel für die transversale Masse gelangt sind.

Es gibt aber nun noch eine andere von mir zuerst angegebene Deformation eines Elektrons, welche unter den vielen Möglichkeiten einen „ausgezeichneten Fall" darstellt. Diese Deformation habe ich bereits untersucht[1]) und die transversale Masse, die Energie und die Änderung der inneren Energie (Deformationsenergie) eines derart deformierten Elektrons berechnet. Macht man nämlich die Annahme, daß die Elektrizität, welche an den Volumelementen des im Ruhezustande kugelförmigen Elektrons haftet, inkompressibel sei, und daß die inneren elastischen Kräfte, welche im Ruhezustand den elektrischen das Gleichgewicht halten, in derselben Weise wie die letzteren durch die Bewegung geändert werden, so gelangt man zu einem besonderen Heavisideschen Ellipsoid[2]):

$$a\, s^{1/3},\ a\, s^{-1/6},\ a\, s^{-1/6} \quad \text{wo} \quad s = 1 - \frac{u^2}{v^2}.$$

Die elektromagnetische transversale Masse dieses Ellipsoids ist

$$m_t = \frac{6}{5} \cdot \frac{2\, e^2\, s^{-1/3}}{3\, a}.$$

Die elektromagnetische Energie (siehe l. c.):

$$W + T = E = \frac{6}{5}\,\frac{q^2 v^2}{2\, a}\, s^{-1/3}\left(1 + \frac{1}{3}\frac{u^2}{v^2}\right).$$

Die magnetische Energie:

$$T = \frac{6\, q^2 s^{-1/3} u^2}{5 \quad 3a}.$$

Wie mir nun Kaufmann mitteilt, paßt sich die Formel für m_t seinen neuesten Versuchen mit etwa derselben Genauigkeit an, wie die Formel des starren Elektrons. Während aber einstweilen die Hypothese des starren Elektrons nicht gestattet, gewisse elektromagnetische Erscheinungen auf anderen Gebieten mit den Forderungen der Maxwellschen Äthertheorie zu versöhnen, läßt die Hypothese des inkompressiblen deformierbaren Elektrons durch die Erstreckung der angegebenen Deformation auf alle translatorisch bewegten Systeme eine Erklärung der erwähnten Erscheinungen auf dem Boden der Maxwellschen Theorie zu.

Es wird demgemäß angenommen, daß alle Abmessungen eines translatorisch bewegten Systems in der Bewegungsrichtung im Verhältnis $1 : s^{1/3}$ verkürzt und senkrecht zur Bewegungsrichtung im Verhältnis $1 : s^{-1/6}$ dilatiert werden.

Es läßt sich zeigen, daß auf Grund dieser Hypothese beobachtbare Wirkungen der Translation, welche sonst auf Grund der unveränderten Maxwellschen Theorie zu erwarten wären, fortfallen.

Hier sei kurz gezeigt, wie dies zur Erklärung des Michelson-Morleyschen Versuchs zutrifft. Die Punkte A und B haben gemeinsame Translation. Ihre Entfernung betrage R.

Geht ein Lichtstrahl zwischen A und B ein-

1) A. H. Bucherer, Mathem. Einf. i. d. Elektronenth. Leipzig 1904, S. 57 u. f.

2) Anm. Die Begründung dieser Deformation l. c. S. 57 ist nicht ganz ausreichend.

mal hin und her, so ist die dazu nötige Zeit nach Maxwell, falls A und B in der Bewegungslinie liegen, und wenn höhere Potenzen als $\frac{u^2}{v^2}$ vernachlässigt werden:

$$t_1 = \frac{2R}{v}\left(1 + \frac{u^2}{v^2}\right).$$

Ist hingegen $AB \perp$ zur Bewegungsrichtung, so ist diese Zeit

$$t_2 = \frac{2R}{v}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{u^2}{v^2}\right).$$

Werden nun die Dimensionen des Michelson-Morleyschen Apparats in der von mir angegebenen Weise deformiert, so ändern sich diese Zeiten, und zwar wird offenbar t_1 zu

$$t_1' = \frac{2R}{v}\left(1 + \frac{u^2}{v^2}\right)\left(1 - \frac{u^2}{v^2}\right)^{1/2}$$

$$t_2' = \frac{2R}{v}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{u^2}{v^2}\right)\left(1 - \frac{u^2}{v^2}\right)^{-1/2}.$$

Für t_1' läßt sich aber setzen:

$$\frac{2R}{v}\left(1 + \frac{u^2}{v^2}\right)\left(1 - \frac{u^2}{v^2}\right)^{1/2}\left(1 - \frac{u^2}{v^2}\right)^{-1/2}.$$

Also bei Vernachlässigung von höheren Potenzen als $\frac{u^2}{v^2}$:

$$t_1' = \frac{2R}{v}\left(1 + \frac{u^2}{v^2}\right)\left(1 - \frac{1}{2}\frac{u^2}{v^2}\right)\left(1 - \frac{u^2}{v^2}\right)^{-1/2}.$$

Denselben Wert nimmt aber t_2' an, wenn man beachtet, daß

$$\left(1 + \frac{u^2}{v^2}\right)\left(1 - \frac{1}{2}\frac{u^2}{v^2}\right) = 1 + \frac{1}{2}\frac{u^2}{v^2}.$$

Es kann daher beim Michelson-Morleyschen Interferenzversuch eine Änderung der Interferenzerscheinungen durch Drehung des Apparates nicht eintreten. Natürlich wird eine jede Deformation, welche dem Achsenverhältnis des Heavisideschen Ellipsoids entspricht, diesen Versuchen genügen.

Bekanntlich sind schwerwiegende Bedenken gegen die von Lorentz angenommene Deformation eines Elektrons ausgesprochen worden, und zwar von Lorentz selbst, von Abraham und von mir. Besonders wird darauf hingewiesen, daß ein deformiertes Elektron sich nicht in stabiler Lage befindet, weil nach Fitzgerald die Längsdimension in die Bewegungsrichtung fallen muß. Ferner müssen dem Elektron vorläufig ganz unbekannte, innere, elastische Kräfte zugeschrieben werden, welche den elektromagnetischen deformierenden Kräften das Gleichgewicht halten. Es drängt sich demgemäß die Frage auf, ob diese Schwierigkeiten auch bei dem inkompressiblen deformierten Elektron auftreten. Sie erscheinen hier wesentlich verringert. Während unter anderen bei Lorentz die Energie der inneren Kräfte durch die Bewegung abnimmt, bleibt sie bei meinem Elektron konstant. Berechnet man nämlich die longitudinale Masse m_l einmal aus der Bewegungsgröße M und dann aus der Feldenergie E, so ergibt sich im Gegensatze zur Lorentzschen Theorie Gleichheit.

Denn es ist:

$$m_l = \frac{dM}{du} = \frac{1}{u}\frac{dE}{du} = \frac{4}{5}q^2 a^{-2/3}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{u^2}{v^2}\right)$$

wo $M = \frac{2T}{u}$. Mit anderen Worten: die Arbeit der äußeren Kräfte ist gleich dem Zuwachs der Feldenergie[1]).

Die Frage, ob man die Hypothese der Deformation bewegter Systeme dem dauernden Besitzstand der elektromagnetischen Theorie einverleiben will, hängt auf das innigste mit der erkenntnistheoretischen Bewertung der Faraday-Maxwellschen Grundvorstellung zusammen (siehe l. c. S. 131).

1) Durch diese Berechnung finde ich eine früher brieflich gemachte Behauptung Abrahams bestätigt, daß bei meinem Elektron die inneren Kräfte in toto keine Arbeit leisten.

Bonn, Physik. Institut, d. 3. Nov. 1905.

(Eingegangen 4. November 1905.)

Prinzip einer Demonstrationsmethode der Messung der Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen.

Von Erich Marx.

Auf der Naturforscherversammlung in Meran habe ich über eine Methode berichtet, welche es ermöglichte, die Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen zu messen[1]).

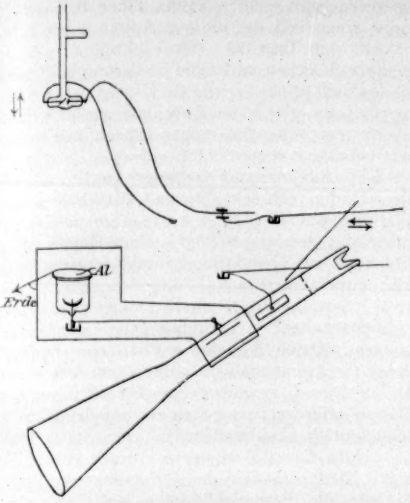
Gelegentlich eines Vortrages in Leipzig führte ich die Messung vor einem großen Auditorium vor, indem ich die Elektrometerausschläge bekanntermaßen auf einen Schirm projizierte. Der elektrometrische Schutz erfordert jedoch so mühevollen Aufbau, daß es wünschenswert erscheint, für Demonstrationszwecke das Elektrometer zu vermeiden.

Unter Benutzung der von mir verwendeten Hochfrequenzröntgenröhre läßt sich eine ganze Reihe von Möglichkeiten ausdenken, wie dies verwirklicht werden kann. Die meisten Vorzüge scheint mir jedoch folgende von mir in Angriff genommene Methode zu haben.

Benutzt wird der unter 9. meines Vortrages beschriebene Effekt, der darin besteht, daß eine von periodischer Röntgenstrahlung getroffene Elektrode mit ihrem angehängten Drahte infolge periodischer Elektronenemission in Schwingung versetzt werden kann.

Die Zeit des Einsetzens der Schwingung ist abhängig von der Ankunft der Röntgenstrahlen. Hiernach ist folgendes Schema verständlich.

1) Diese Zeitschr. **4**, 768—778, 1905.



Von dem Kathodendraht des Hochfrequenzröhrchens wird die Schwingung genau wie bei der bereits beschriebenen Methode über eine verstellbare Brücke geleitet. Diese Sekundärleitung endet aber jetzt an einer Elektrode, welche in einer Braunschen Röhre mit Wehnelt-Kathode angebracht ist. Diese Elektrode zieht den Kathodenstrahl zu einem Streifen aus infolge der oszillatorischen, elektrostatischen Deflexion. Außer dieser deflektierenden Elektrode ist in der Braunschen Röhre eine zweite angebracht, deren Feld $\perp$ zur ersten steht. An dieser zweiten Elektrode endet der mit der bestrahlten Elektrode verbundene Draht. Bei irgendeiner festen Stellung der Röntgenröhre und feststehender Brücke ergibt sich eine bestimmte Lage der Kathodenstrahlspur auf dem Schirm der Braunschen Röhre. Wird die Röntgenröhre verschoben, so verändert sich die Spur des Kathodenstrahles. Um sie gleichermaßen wieder zu erhalten, ist eine Brückenverschiebung gleich der halben Röhrenverschiebung erforderlich.

Leipzig, 8. Nov. 1905.

(Eingegangen 9. November 1905.)

Eine Methode zur Messung des elektrischen Widerstandes an lebenden Bäumen.

Von Ernst Dorn.

Über elektromotorische Kräfte zwischen verschiedenen Teilen lebender Pflanzen gibt es zahlreiche Untersuchungen[1]), doch scheinen Widerstandsmessungen an lebenden Bäumen bisher nicht ausgeführt zu sein.

Derartige Messungen würden zunächst eine pflanzenphysiologische Bedeutung besitzen, dann aber auch zur Entscheidung der Frage beitragen können, warum gewisse Bäume (z. B. Buchen) Blitzschlägen weniger ausgesetzt sind, als andere (Eichen, Pappeln).[1])

Der Grundgedanke der Methode ist, durch den zu untersuchenden Teil des Baumes einen gemessenen Strom zu leiten und für zwei passend gelegene Stellen die Potentialdifferenz unter Benutzung „unpolarisierbarer" Elektroden zu ermitteln.

Die Durchführung im einzelnen gestaltete sich folgendermaßen:

20 bis 40 cm über dem Boden wurden drei eiserne Nagelbohrer von 5 mm Dicke in äquidistanten Punkten des Stammumfanges einige Zentimeter tief eingetrieben und durch einen blanken, herumgeschlungenen Kupferdraht verbunden.

Eine entsprechende Vorrichtung wurde in der Regel 5—6 m höher angebracht; von wenigen Fällen abgesehen, gelang es, Bäume ausfindig zu machen, bei denen der Stamm zwischen den Stromzuführungen glatt und astfrei verlief, in den Ausnahmefällen waren die abzweigenden Äste schwach.

Als Stromquelle dienten 1—4 Akkumulatoren (an einen Viernapfstromwender auf Ebonit angeschlossen), zur Strommessung ein kleines Zeigergalvanometer von Siemens & Halske[2]), eventuell mit einem Stöpselrheostaten im Nebenschluß. Dies Instrument wurde öfter geeicht; 1 Skalenteil entsprach etwa $1{,}3 \cdot 10^{-5}$ Ampere, die meisten Ablesungen dürften auf $^1/_2$ Prozent genau sein.

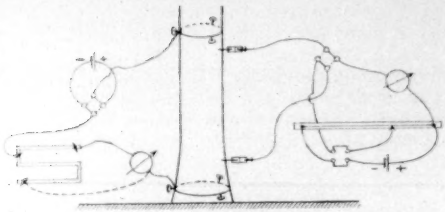
80 cm über der unteren und ebensoviel unter der oberen Stromzuführung wurde ein Loch von etwa 7 mm Durchmesser zum Einstecken der unpolarisierbaren Elektroden gebohrt.

Die Stromlinien werden in dem genannten Abstand von den Elektroden schon merklich parallel geworden sein; bei den dicksten Stämmen wäre eine größere Entfernung vielleicht erwünscht gewesen, doch wären dann die Elektroden zu nahe zusammengerückt und die Potentialdifferenz unbequem klein geworden.

1) Vgl. W. Biedermann, Elektrophysiologie S. 441 ff., Pfeffer, Pflanzenphysiologie Bd. 2, S. 861 ff.

1) Einen ferneren Gesichtspunkt, nämlich die Verwendung von Bäumen als Empfänger für drahtlose Telegraphie, macht Herr K. E. F. Schmidt (Elektrotechn. Zeitschrift **26**, 839, 1905) geltend und empfiehlt für die Messungen die Telephonmethode. Bei dieser dürften die Übergangswiderstände und die erhebliche Kapazität der Objekte Schwierigkeiten bedingen, die kaum — wenn überhaupt — zu bewältigen sind. Die Versuche waren meinerseits schon im Frühsommer geplant, und das nachstehend beschriebene Verfahren bereits im Juni durch Laboratoriumsversuche, die Herr Fr. Wolff unter meiner Leitung anstellte, als brauchbar erkannt. Die tatsächliche Durchführung am lebenden Baume erfolgte im September und Oktober.

2) Dies Galvanometer wurde gewählt, weil es bequem zu befördern und aufzustellen war.



Die „unpolarisierbaren" Elektroden wurden in Anlehnung an ein Verfahren der Physiologie so hergestellt:

Ein starkwandiges Glasröhrchen von etwa 6 cm Länge und 1,5 cm Durchmesser wurde an einem Ende mit einem Korke verschlossen, durch den ein Stückchen amalgamiertes Zinkblech hindurchging. Hierauf kam feiner Ton, mit konzentrierter Zinksulfatlösung durchgeknetet, nicht ganz bis zur Mitte des Röhrchens, dann Ton mit 0,6 prozentiger Kochsalzlösung geknetet, endlich der Verschlußkork. Diesen durchsetzte ein etwa 5 cm langes, 7—8 mm dickes Zweigstück von dem zu untersuchenden Baume. Das in den Kochsalzton etwa 1 cm hineinragende Ende desselben war glatt abgeschnitten und die äußere, schlecht leitende Rindenschicht durch Abschaben entfernt, das andere Ende war schlank zugespitzt und wurde in das betr. Bohrloch fest eingedrückt. Anfeuchtung — am besten mit verdünnter Kochsalzlösung — der Spitze vor dem Einsetzen verringerte den Widerstand.

Dieser war nicht einmal sehr groß: bei Birkenzweigen maß einmal mein Assistent Herr Dr. Kleint 40000 Ohm, ich selbst in einem zweiten Falle etwa 50000 Ohm für beide Elektroden.

Zur Ermittelung der Potentialdifferenz der Elektroden benutzte ich bei dem ersten Versuche an einem Birnbaume auf dem Institutshof zunächst ein Quadrantelektrometer nach Dolezalek mit Bernsteinisolation, dessen Quarzfaden absichtlich ziemlich stark gewählt war.

Die Quadrantenpaare wurden an die beiden Elektroden gelegt, deren eine mit dem negativen Pole der Ladungssäule (40 Akkumulatoren) und dem Gehäuse verbunden war.

Ein Kommutator auf Ebonit gestattete einen Wechsel der Ablenkungsrichtung bei unverändertem Strome.

Eine Vorsichtsmaßregel war von vornherein getroffen, die sich bei gelegentlichen Proben als durchaus notwendig erwies: alle Apparate ohne Ausnahme: Galvanometer, Nebenschlußrheostat, alle Umschalter, das Elektrometer, seine Ladungssäule sowie alle Teile der später zu beschreibenden Anordnung waren auf Paraffinplatten gesetzt, und es wurde peinlich darauf geachtet, daß auch kein Draht — selbst wenn er besponnen war — den Tisch, einen Baumzweig oder einen Teil der übrigen Apparate berührte.

Da der Transport des Elektrometers über weitere Strecken und seine Justierung im Freien bedenklich schien, wurde ein Kompensationsverfahren gleich im Anschluß an die ersten elektrometrischen Messungen erprobt und später ausschließlich angewendet.

Ein Akkumulator (seltener zwei) war mit den Enden eines kalibrierten Meßdrahtes aus Platiniridium (1 m Länge, 11,78 Ohm) durch Vermittelung des langen Bügels eines Doppelunterbrechers mit Quecksilberkontakten verbunden. Die unpolarisierbaren Elektroden standen mit zwei gegenüberliegenden Klemmen eines Viernapfumschalters in Verbindung, von den beiden andern führten Leitungen über ein empfindliches Drehspulengalvanometer [1]) zum Anfang des Meßdrahtes bezw. über den kurzen Bügel des Doppelunterbrechers zu einem auf dem Drahte schleifenden Gleitkontakt.

Zeigte das Galvanometer keinen Ausschlag beim Niederdrücken des Doppelunterbrechers, so war die Potentialdifferenz der Elektroden gleich der zwischen dem Anfang des Meßdrahtes und dem Gleitkontakt.

Um letztere in Volt angeben zu können, war schließlich nur nötig, die Potentialdifferenz zwischen den beiden Enden des Meßdrahtes mit einem Präzisionsmillivoltmeter von Siemens & Halske zu messen.

Als Galvanometer wurde zuerst ein zu einem *Pt|PtRh*-Pyrometer gehöriges, später ein bequemeres und empfindlicheres Spiegelinstrument benutzt.

Selbstverständlich ist die Methode mit geringfügigen Abänderungen auch für Äste eines Baumes an seinem Standort sowie für abgeschnittene Äste im Laboratorium verwendbar. Im letzteren Falle ist das Quadrantelektrometer vorteilhafter; ferner kann man die unpolarisierbaren Elektroden unmittelbar auf kurze Enden von kleinen Zweigen aufsetzen, die man am Aste stehen läßt.

Übrigens sind die Verletzungen der Bäume durch die kleinen Bohrlöcher so geringfügig, daß die Sachverständigen sogar einen Verschluß mit Baumwachs für überflüssig erklärten.

Die bisher durchgeführten Messungen erstrecken sich auf einen Baum im Hofe des physikalischen Instituts, 6 Bäume im botanischen Garten, 24 Bäume auf der Peißnitz, einer Saaleinsel bei Halle.

Die Untersuchungen habe ich persönlich geleitet, bis die Zuverlässigkeit der Methode und der Apparate außer Zweifel stand; die Fortsetzung ist dann durch Herrn Fr. Wolff mit Unterstützung von Herrn Dr. Kleint aus-

1) Das im Laboratorium so bequeme Kapillarelektrometer bewährte sich im Freien nicht.

geführt. Es ist beabsichtigt, dieselben Bäume zu anderen Jahreszeiten wiederholt zu prüfen.

Ein ausführlicher Bericht über die Ergebnisse soll später an anderer Stelle erfolgen; einstweilen will ich nur einige Erörterungen über die Berechnung vorausschicken und einige Messungen als Beleg für die Brauchbarkeit des Verfahrens mitteilen.

Die Absolutwerte des am Galvanometer beobachteten Stromes für die beiden Kommutatorstellungen seien i_1 und i_2, die (durch genau gleichzeitige Ablesungen ermittelten) Potentialdifferenzen der Elektroden e_1 und e_2, der Widerstand des Stammstückes zwischen den Elektroden sei w. Eine etwaige kleine Polarisation p der Elektroden (oben vom Stamm fort + gezählt) wird während der zusammengehörigen Messungen merklich unverändert bleiben. Die Vegetationsvorgänge mögen in dem Stammstück zwischen den Elektroden eine elektromotorische Kraft ε (nach oben + gerechnet) erzeugen, ferner möge durch atmosphärische Elektrizität ein Strom $\mathcal{J}$ von der Krone zum Boden[1]) bedingt werden. ε und $\mathcal{J}$ mögen als konstant behandelt werden.[2])

Seien ferner $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ die Absolutwerte des Stromes zwischen den Stromzuführungen, und es sei für den Index 1 $\mathcal{J}_1$ nach unten gerichtet, so gelten die Gleichungen:

1) $i_1 = \mathcal{J}_1' - \mathcal{J}$, 1') $i_2 = \mathcal{J}_2 + \mathcal{J}$,

2) $e_1 - p - \varepsilon = \mathcal{J}_1' w$, 2') $e_2 + p + \varepsilon = \mathcal{J}_2 w$,

woraus folgt:

3) $$i_1 + i_2 = \mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2,$$

4) $$e_1 + e_2 = (\mathcal{J}_1 + \mathcal{J}_2) w,$$

5) $$w = \frac{\frac{1}{2}(e_1 + e_2)}{\frac{1}{2}(i_1 + i_2)}.$$

Der Einfluß von $\mathcal{J}$, p und ε hebt sich also heraus, falls nur diese Größen während einer wenige Minuten dauernden Doppelmessung konstant bleiben. Daß diese Voraussetzung annähernd zutrifft, folgt aus der guten Übereinstimmung der schnell hintereinander unter abgeänderten Bedingungen (meist mit 1 und 2 Akkumulatoren) erhaltenen Widerstände w, indem die Abweichung vom Mittel bei 12 Bäumen durchschnittlich etwa $^1/_3$ Prozent betrug und nur einmal 0,9 Prozent erreichte. Auf Grund der Messungen von Herrn Ebert[3]) schließe ich, daß bei gutem Wetter $\mathcal{J}$ unmerklich klein wird, wofür übrigens die Beobachtungen noch weitere Anhaltspunkte geben. Auf nähere Ausführungen will ich hier verzichten und nur einige Beobachtungen noch mitteilen.

1. Birnbaum auf dem Institutshof. Abstand der Elektroden 439 cm, Umfang an der oberen 87,5 cm, an der unteren 115,5 cm.

a) Elektrometer für Potentialdifferenz. Hier wurde gleich $\frac{1}{2}(e_1 + e_2)$ erhalten, daher werde auch nur $\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$ angegeben.[1])

Temperatur 14,0—13,2°.

Akkumulatoren	$\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$ (Amp.)	$\frac{1}{2}(e_1 + e_2)$ (Volt)	w (Ohm)
1	$0{,}0_3$ 1255	0,8019	6390
1	$0{,}0_3$ 1239	0,8006	6461
2	$0{,}0_3$ 2612	1,692	6477
2	$0{,}0_3$ 2599	1,683	6474
1	$0{,}0_3$ 1245	0,8026	6446
1	$0{,}0_3$ 1245	0,8013	6436

Mittel 6447 ± 23

Als dem Stamme kein Strom zugeleitet war, wurde gemessen $p + e = 0{,}007$ Volt.

b) Kompensationsverfahren.

Akkumulat.	$\frac{i_1}{i_2}$ Amp.	$\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$	$\frac{e_1}{e_2}$ Volt	$\frac{1}{2}(e_1 + e_2)$	w Ohm
1	$0{,}0_3$ 1208 $0{,}0_3$ 1165	$0{,}0_3$ 1187	0,7874 0,7439	0,7656	6449
2	$0{,}0_3$ 2596 $0{,}0_3$ 2490	$0{,}0_3$ 2543	1,657 1,620	1,639	6445

also identisch. Mittel 6447 ± 2

2. Italienische Pappel im botanischen Garten. Abstand der Elektroden 451 cm. Ein drittes Bohrloch noch 223 cm über dem unteren angebracht. Umfang in Höhe der Bohrlöcher 168, 131, 122 cm.

Kompensationsverfahren.

Bohrlöcher	Akkumulat.	$\frac{i_1}{i_2}$ Amp.	$\frac{1}{2}(i_1 + i_2)$	$\frac{e_1}{e_2}$ Volt	$\frac{1}{2}(e_1 + e_2)$	w Ohm
ou[2])	1	$0{,}0_3$ 3357 $0{,}0_3$ 3512	$0{,}0_3$ 3435	0,2751 0,2747	0,2749	800,4
„ [3])	1	$0{,}0_3$ 4164 $0{,}0_3$ 4345	$0{,}0_3$ 4255	0,3366 0,3482	0,3424	805.2
„ [3])	2	$0{,}0_2$ 1063 $0{,}0_2$ 1033	$0{,}0_2$ 1048	0,8468 0,8329	0,8399	801,3
					Mittel	802,3 ± 1,9
om[3])	2	$0{,}0_2$ 1059 $0{,}0_2$ 1057	$0{,}0_2$ 1058	0,4518 0,4194	0,4356	411.7
um[3])	2	$0{,}0_2$ 1039 $0{,}0_2$ 1045	$0{,}0_2$ 1042	0,4132 0,4086	0,4109	394.3
					Summe	806.0

Die Summe ist in befriedigender Übereinstimmung mit dem Gesamtwiderstand.

Der Widerstand der Bäume hängt stark von der Temperatur ab, welche von der Umgebungstemperatur im allgemeinen verschieden und auch nicht in allen Schichten des Stammes gleich sein wird; insbesondere wird die Sonne eine einseitige Erwärmung hervorrufen können.

Diese Umstände lassen es nicht rätlich erscheinen, die Genauigkeit der Einzelmessungen auf Kosten der Bequemlichkeit und Schnelligkeit noch weiter zu steigern.

Da von dem Einfluß der atmosphärischen Elektrizität abgesehen und also $\mathcal{J}$ in den Gleich-

1) Der Strom $\mathcal{J}$ hat bei „Schönwetterelektrizität" die angegebene Richtung.

2) Daß der Strom eine merkliche elektromotorische Gegenkraft im Stamme erweckt, ist wegen seiner sehr geringen Dichte unwahrscheinlich.

3) Ebert, diese Zeitschr. **3**, 338, 1902.

1) Es sind alle bei der Rechnung verwendeten Ziffern mitgeteilt.

2) Im Stromkreis noch 1000 Ohm eingeschaltet.

3) Nebenschluß am Galvanometer.

ungen vernachlässigt werden kann, folgt aus (1), (2), (1)', (2)':

$$6) \qquad p + \varepsilon = \frac{e_1 - e_2}{2} + w\frac{i_2 - i_1}{2}. \quad ^{1})$$

Für 25 Beobachtungen an 9 Bäumen [2]) habe ich die Rechnung durchgeführt. Dabei zeigte sich das auffallende Ergebnis, daß nur in einem Falle (Picea excelsa Link) $p + \varepsilon$ klein negativ wurde (— 0,007 und — 0,002 Volt) bei einer italienischen Pappel und einer Schwarzpappel klein und wechselnd, in den weitaus meisten Fällen aber positiv, gewöhnlich 0,02 bis 0,03 Volt, nur einmal bis 0,06 Volt, sich ergab. Da nun für Bevorzugung einer Richtung bei den sorgfältig hergestellten Elektroden kein Grund ersichtlich ist, so möchte ich auf das fast ausnahmslose Vorhandensein einer aufwärts wirkenden elektromotorischen Kraft im Stamme schließen.[3])

Nach den Erörterungen von Herrn K. E. F. Schmidt erscheint eine Abhängigkeit der Messungsresultate von der Lage der Elektroden in der gleichen Horizontalebene möglich. Indessen wurde meine Erwartung, daß die hierher rührenden Differenzen bedeutungslos sein werden, durch Versuche am Birnbaum bestätigt. Ich versetzte die untere Elektrode um 12 bezw. 26 cm nach rechts und erhielt im Mittel aus Versuchen jedesmal mit 2 und 3 stromliefernden Akkumulatoren:

altes Bohrloch	9681 Ohm	(4,0°)
12 cm → rechts	9664 „	(3,9°)
26 cm „ „	9682 „	(3,4°)
altes Bohrloch	9689 „	(3,1°).

Die Differenzen bleiben innerhalb der Beobachtungsfehler, obwohl das dritte Bohrloch auf einer von Rinde entblößten Stelle lag.

Übrigens ist die Differenz gegen die erste Messung, welche im Mittel 6447 bei 14,0—13,2° ergeben hatte, nicht allein auf die Temperaturerniedrigung zurückzuführen.

1) Über den Sinn, in dem p und ε + gezählt werden, s. oben.

2) Bei 3 Bäumen waren die Notizen über die Richtung nicht ausreichend.

3) Eine entsprechend gerichtete elektromotorische Kraft ist z. B. bei einem Erbsenkeimling nachgewiesen. Eine Ausnahme tritt hier nur ein, wenn das eigentliche Keimblatt mit einem höheren Punkte der Pflanze verbunden wird. Vgl. W. Biedermann, Elektrophysiologie S. 443.

Halle, 1. November 1905.

(Eingegangen 2. November 1905.)

Zwei Beobachtungen mittels Selenzellen bei der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905.

Von Th. Wulf und J. D. Lucas.

Die vorliegenden Beobachtungen wurden zu Tortosa an der Ostküste von Spanien angestellt, wohin uns Herr P. Cirera, Direktor des im vorigen Jahre errichteten Observatorio del Ebro, freundlichst eingeladen hatte. Derselbe stellte uns das größte Zimmer im Meteorologischen Pavillon mit einem Fenster nach Ost, Süd und West und mit einer Pendeluhr für mittlere Zeit vollständig zur Verfügung. Für die im zweiten Teile beschriebene Beobachtung waren umfassende Vorarbeiten notwendig, welche wir im physikalischen Institut des Ignatius-Collegs zu Valkenburg in Holland ausführten. Wir haben auch diese Vorarbeiten zusammen ausgeführt, da P. Lucas während der Oster- und der Sommerferien aus Namur nach hier kam.

Das Selen kann bei einer Sonnenfinsternis einem doppelten Zwecke dienen, einmal zur Bestimmung der Lichtänderung. Das hat schon E. Ruhmer [1]) im Jahre 1902 getan, bei einer partiellen Sonnenfinsternis. Sodann kann das Selen zur Zeitbestimmung verwendet werden, wenigstens für den Anfang und das Ende der Totalität. Die genaue Zeitbestimmung der Kontakte ist für die Ermittelung der Konstanten der Mondbahn für die Astronomie von großer Bedeutung. Diese letztere Anwendung des Selens wird ohne Zweifel von uns das erstemal gemacht.

I.

Die erste Beobachtung hatte zum Gegenstand die Änderung der von der Sonne ausgehenden Lichtmenge. Direkt gemessen wurde der Widerstand des Selens bei der veränderten Belichtung. Von der gesamten auffallenden Strahlung ist besonders das Rote, dann das Gelbe und weniger schon das Grün wirksam, während Violett und Ultraviolett, aber auch Ultrarot unwirksam bleiben. Die erhaltenen Resultate gelten daher nur insoweit für die Gesamtstrahlung, als man annehmen kann, daß mit der fortschreitenden Verfinsterung alle Strahlen in gleicher Weise abgeblendet wurden. Besonders für eine Finsternis dürfte diese Annahme wohl nahezu richtig sein.[2]) Für die Lichtabnahme gegen Morgen und Abend kann man nicht das gleiche behaupten. Da wiegen die roten Strahlen bedeutend vor, weshalb das Dämmerlicht, mit einem Selenauge betrachtet, viel zu stark erscheint. Im allgemeinen aber fällt der Bereich der Empfindlichkeit der Selenzelle mit derjenigen unseres Auges zusammen, so ist es in der Hauptsache dieselbe Strahlung, welche wir mit dem Auge und der Selenzelle beobachten. Darum ist gerade diese Beobachtung sehr dazu geeignet, die Wahrnehmungen unseres Gesichtssinnes durch Messungen zu ergänzen und auch dieselben zu korrigieren.

1) E. T. Z. 1904. S. 1025.

2) Vergl. übrigens K. Schwarzschild und W. Villiger, diese Zeitschrift **6**, 737, 1905.

Wir schalteten eine Batterie von 5 Akkumulatoren in Reihe mit einer Selenzelle und einem Zeigergalvanometer (D'Arsonval-Prinzip von Siemens & Halske). Es hatte 84 Ω Spulenwiderstand und lag an einem Nebenschluß von ca. 0,4 Ω. Der Widerstand der Selenzelle bewegte sich zwischen 2000 und 30 000 Ω. Die Stromstärke war daher einfach der Leitfähigkeit des Selens proportional. Durch Vertauschen der Selenzelle mit einem bekannten Widerstande erhielt man die Leitfähigkeit in absolutem Maße und zugleich die etwaigen Schwankungen der Batterie. Die Zelle war eine Flachzelle vor $^1/_2$ Jahre von Ruhmer in Berlin geliefert. Um bei der Bewegung der Sonne das Licht immer unter demselben Winkel auffallen zu lassen, wurde die Zelle auf den Spiegel eines Heliostaten mit Uhrwerk gebunden und der Spiegel so gedreht, daß das Licht immer senkrecht auffiel, eine Stellung die sehr leicht dadurch kontrolliert werden konnte, daß das Licht einer vorgehaltenen Blende in sich selbst reflektiert wurde.

Wir beobachteten den ganzen Tag, angefangen eine Stunde vor Sonnenaufgang bis nach Sonnenuntergang. Für gewöhnlich alle halbe Stunden eine Beobachtung, zu den Zeiten des Sonnenauf- und -untergangs, wie während der partiellen Finsternis jedoch häufiger, und während der totalen Verfinsterung wurde kontinuierlich beobachtet, soviel man notieren konnte. Den größten Teil der Ablesungen, besonders alle während der Finsternis hat Herr P. Massagué von Tortosa für uns besorgt. Wir schulden ihm besonderen Dank für die große Gewissenhaftigkeit, mit der er die zeitraubende Arbeit ausgeführt hat.

Die Messungen umfassen folgende Punkte: Zuerst wurde die Batterie geprüft, indem statt der Selenzelle ein Widerstandskasten mit 2221 Ω eingeschaltet wurde. Am Morgen erwies sich diese regelmäßige Kontrolle als notwendig, da die Batterie auch zu verschiedenen Signalzwecken am Observatorium diente; später wurden alle anderen Ableitungen unterbrochen und blieb die Batterie besonders während der Finsternis durchaus konstant. Darauf wurde beobachtet 2. Dunkelwiderstand der Zelle, 3. Belichtung der Zelle und Aufzeichnung der Stromstärke nach einer Minute Belichtung, 4. abermalige Kontrolle der Batterie.

Nach der Belichtung wurde die Zelle immer gleich wieder geschlossen. In den letzten Minuten vor der Totalität jedoch, als das Licht schon sehr schwach war, blieb die Zelle immer auf und wurde nur eine große Zahl Beobachtungen der Leitfähigkeit mit Zeitangabe gemacht.

Folgende Tabelle I enthält die gefundenen Werte. Die in der ersten Kolumne notierte

Tabelle I.

Zeit (Greenwich)	Widerstand Ω dunkel	Widerstand Ω hell	Bemerkungen
4^h22	26 130	26 130	Ablesungen bei Lampenlicht. Die helleren Sterne sichtbar. Am östlichen Horizont ein gelblichweißer Lichtstreifen ca. 90° des Horizonts einnehmend.
36		22 210	
40	23 540	21 000	
44		20 944	Ablesung mit Mühe ohne Licht.
49		19 480	Nur Venus noch sichtbar.
51		17 480	Himmel vollständig wolkenlos.
54		16 460	
55.5		15 860	Man kann ohne Licht lesen.
5^h 0	18 500	14 814	
7		13 370	
11		12 904	
15		12 550	Venus verschwindet.
19		11 880	
24		10 683	
26		9706	Die umliegenden Bergspitzen ca. 800 m hoch werden von der Sonne beschienen.
31		8884	
34		8684	
34.5		7140	
37.5		6752	Die Strahlen treffen auf die Selenzelle, diese wird senkrecht gegen die Sonne gerichtet.
38.1		6529	
39		6152	
40		5086	
41		4753	
45		4531	
59	17 200	3976	
6^h27	15 400	3465	
7^h14	15 000	2998	
8^h11	14 550	2709	
41	10 626	2798	Schwankungen in der Batterie.
58		2709	
9^h59	9700	2532	
10^h46	9215	2288	
11^h 1	8617	2332	
15	8350	2288	
28	8226	2288	
46	8226	2221	
$57^1/_2$	7300	2310	I. Kontakt.
12^h 1	8226	2376	Im Südwest vereinzelte kleine Wolken. Sonne klar.
7	8106	2465	
11	7600	2532	
16	8106	2643	Langsame fortdauernde Wolkenbildung. Sonne noch klar.
21	8884	2776	
26	8884	2887	
31	9500	3065	
37	9532	3220	
44		3376	
47		3909	Sonne hinter Wolken.
52	10 626	3909	Sonne frei.
57		5308	Sonne beständig hinter Wolken.
1^h 1	10 800	6574	Selenzelle bleibt von jetzt
5		6796	an beständig offen bis
7	(11 507)	7063	1^h27. Die eingeklammerten Dunkelwiderstände sind nach den
9		7662	analogen Erscheinungen
10		7885	bei Sonnenuntergang
11	(12 550)	8107	angenommen.
12		8351	
12'30"		8617	
13'10"		8884	
14' 0"	(13 820)	9216	
14'30"		9871	
15' 0		10 298	
15'17"		10 626	
15'30"		11 060	
16' 0		11 217	
16'20"	(15 200)	11 507	II. Kontakt, Beginn der Totalität.

Zeit (Greenwich)	Widerstand Ω dunkel	Widerstand Ω hell	Bemerkungen
1h 17'	(15 200)	12 005	—
18' 10"		12 548	
19' 50"		11 060	Sonne sichtbar. III. Kontakt, Ende der Totalität.
20' 40"		10 238	
21' 20"		9532	Leichter Wolkenschleier
21' 55"		8684	zieht vorüber. Himmel
22' 40"		8351	klärt sich auf.
24' 0		8226	
25' 15"		7258	
26		6574	Wolken verschwinden
27		5739	langsam.
34	13 820	4925	Sonne klar.
39	13 386	4676	
43	13 820	4442	
48	12 800	4075	
58	12 550	3629	
2h 3		3487	
11	11 507	3154	
17	10 240	2977	
22	9870	2900	
27	9300	2712	
36	8608	2625	
3h 6	8250	2355	
29	8608	2383	
4h 1	9216	2396	
31	12 550	2735	Neue Wolkenbildung.
5h 0	18 680	5512	Sonne unsichtbar.
29	17 500	7142	
53		6898	
55		5512	Wolken verschwinden wieder.
59	15 200	4397	Himmel klar bis nach
6h 2	14 000	4676	Sonnenuntergang.
5	13 820	4753	Sonne verschwind. hinter
7	12 550	6574	den Bergen.
10	13 820	7876	
13	14 000	7951	
17	13 820	8106	
20	14 800	8350	
24	15 202	8609	Astronomischer Sonnen-
29	14 500	10 838	untergang.
34	15 200	11 682	
38		12 548	
41	15 200	13 548	

Zeit bezieht sich auf die Leitfähigkeit nach einer Minute Belichtung. Die zweite Kolumne gibt den Widerstand in Ohm bei unbelichtetem, die dritte bei belichtetem Selen. Die Werte sind korrigiert auf konstante Spannung der Batterie. Fig. 1 enthält eine graphische Darstellung der Resultate. Die obere Kurve gibt die Leitfähigkeit des belichteten Selens, die untere diejenige des unbelichteten. Man sieht, daß die Ruhepausen durchaus nicht ausreichen, um den Dunkelwiderstand vollkommen wieder herzustellen. Interessant ist aber zu bemerken, daß, sowie die Helligkeit der Mittagssonne wegen der eintretenden Finsternis abnimmt, auch der Widerstand der unbelichteten Zelle schon bald wieder wächst. Man hat daher in dem Abstand der zwei Kurven voneinander ein genaueres Bild der augenblicklichen Lichtstärke. Da das Selen bei Belichtung seine Leitfähigkeit sehr schnell ändert, aber nicht so schnell bei Verdunkelung, so ist die „Vorgeschichte" der Zelle hauptsächlich von Einfluß bei abnehmender Lichtstärke, während die Leitfähigkeit bei steigender Helligkeit innerhalb einer Minute stets nahezu zum Maximum ansteigt, gleichviel welches der Zustand der Zelle ist.

Diskussion.

An der Hand der Kurve können wir jetzt folgendes über die Belichtung am Tage der Finsternis aussagen. Die Morgendämmerung fand einen durchaus klaren Himmel, so daß der Sonnenaufgang als Typus für den Vorgang dienen kann. Die Kurve setzt gleich mit einem langsamen Anstieg ein, der Zeit der „astronomischen Dämmerung". Gegen 5h 15 M. beginnt sie rascher zu steigen, man kann draußen gut lesen. Die an der Atmosphäre reflektierten und gebrochenen Strahlen treffen bereits den Ort: die bürgerliche Dämmerung. Gegen 5h 37 M. treffen die ersten direkten Strahlen

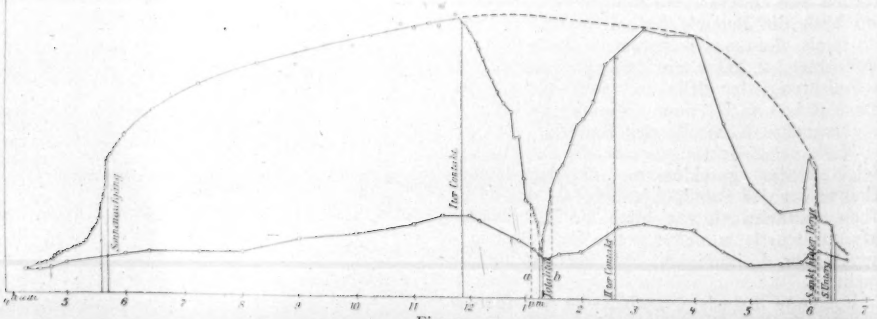


Fig. 1.

auf den Apparat, die Leitfähigkeit nimmt rapid zu, bis die ganze Sonnenscheibe sichtbar ist, ziemlich genau 5 Minuten.

Von nun an steigt die Lichtintensität noch wegen des kürzeren Weges durch die Atmosphäre (die Strahlen fallen aber immer senkrecht auf die Zelle); bis kurz vor 12, wo die Finsternis beginnt.

Zu Anfang der Finsternis war der Himmel noch klar. Wir hatten gar nicht erwartet, daß das Selen jetzt schon reagieren würde, da man ja auch mit dem Auge eine partielle Verfinsterung an der allgemeinen Helligkeit nicht wahrnimmt. Später erwarteten wir wohl eine Abnahme des Lichtes und im Moment der Totalität einen starken, jähen Lichtabfall. Das war die Vorstellung, die wir uns nach den Beschreibungen gebildet hatten. Wir waren daher nicht wenig erstaunt, als gleich vom ersten äußeren Kontakt an unser Galvanometer sich in Bewegung setzte und fast eine Stunde lang ganz gleichmäßig sich abwärts bewegte. Etwa eine halbe Stunde vor Beginn der Totalität bildeten sich Wolken, welche zeitweilig die Sonne verhüllten, daher die Ecken in dem abfallenden Kurventeil. Um diese Zeit häuften wir die Beobachtungen, um einen möglichst vollständigen Verlauf der Lichtänderungen zu bekommen. In größerem Maßstabe mit Einzeichnung aller Beobachtungen sind die erhaltenen Werte in Fig. 2 dargestellt. Dieser

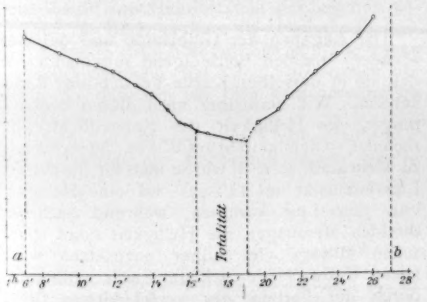


Fig. 2.

Teil der Kurve ist der interessanteste und lehrreichste. Er zeigt eine kontinuierliche Abnahme des Lichtes bis zur Dunkelheit der Totalität. Diese letztere tritt nicht mit einem Sprung abwärts auf, wie wir es erwartet hatten, sondern im Gegenteil: der Eintritt der Totalität war dadurch charakterisiert, daß die Helligkeit welche bisher beständig abgenommen hatte, von nun an nicht mehr weiter abnahm, sondern merklich konstant blieb. Allerdings neigt sich die Kurve noch weiter abwärts bis zum Ende der Totalität. Das kommt aber von der Selenzelle selber her, die bekanntlich nach vorhergegangener Belichtung ihren Maximalwiderstand nicht momentan wieder annimmt, sondern nur nach einer längeren Ruhepause. So haben wir tatsächlich den tiefsten Punkt der Kurve am Ende der Totalität, und mußte notwendig gerade dieser 3. Kontakt außerordentlich scharf ausgeprägt sein, indem der Galvanometerzeiger plötzlich umkehrte und wieder zu steigen begann. Leider wurde gerade am Ende der Totalität $1^h\ 19'$ keine Ablesung vorgenommen. Es soll deshalb ausdrücklich hier bemerkt werden, daß der gestrichelte Kurventeil extrapoliert ist, da wir glauben, daß nach dem ganzen Verhalten des Selens zu urteilen wie auch nach der im 2. Teil beschriebenen Beobachtung ein anderer Verlauf nicht möglich ist, da von $1^h\ 18—19'$ kein Licht auf die Zelle einwirken konnte. Auch hier war von keinem Sprung die Rede, wie Fig. 2 zeigt, sondern die Stromstärke nahm allmählich wieder zu, ganz in dem Maße, als die Sonnenscheibe wieder frei wurde. So wahrscheinlich und gar selbstverständlich das erscheinen mag, so widerspricht es doch durchaus den bisherigen Beobachtungen. Und es entsteht daher die Frage, wie es kommt, daß uns der Vorgang so ganz anders erscheint. Die Beantwortung dieser Frage ist nicht schwer. Unser Auge empfindet nicht alle Helligkeiten gleich leicht. Wenn bereits starke Reize auf unser Auge wirken, empfindet es eine kleine Schwankung nicht, die es aber sehr lebhaft wahrnimmt, wenn die übrigen Reize verschwinden. Darum sind wir für den letzten Strahl der verschwindenden Sonne sehr empfindlich und erscheint uns die Lichtänderung in diesem Augenblick ungleich größer zu sein als die ganze Zeit vorher. Demnach müßte man sagen, daß unser Auge das geeignetste Instrument sei zur Beobachtung dieser Momente So wäre es in der Tat, wenn wir auch noch imstande wären, unsere Gesichtswahrnehmung ohne Zeitverlust zu notieren. Da aber die persönlichen Fehler bei verschiedenen Individuen und zu verschiedenen Zeiten ungleich und besonders in den kritischen Augenblicken einer Finsternis ganz unberechenbar sind, so sind doch selbsttätig wirkende Einrichtungen dem Auge vorzuziehen.

Die zweite Hälfte der Finsternis fiel zusammen mit einer langsamen Aufklärung des Himmels, deshalb und weil die Selenzelle auch bei starker Belichtung ihren Höchstwert nur langsam annimmt, war der letzte Kontakt mit der Selenzelle nicht zu erkennen.

Gegen 4 Uhr nachmittags bildeten sich neuerdings Wolken, die einen großen Teil des Lichtes fortnahmen. Es trat gegen 6 Uhr abends bis Schluß noch einmal Aufklärung ein. Sonnenuntergang traf für den 30. August auf

6^h 23′. Es ist aber Tortosa besonders im Westen von einer langen Bergkette umgeben, die in dem Monte Espina, 13 km vom Beobachtungsorte entfernt, eine Höhe von 1180 m erreicht, daher schon bald nach 6^h der jähe Lichtabfall, welcher dem Sonnenuntergang durchaus entspricht. Merkwürdig ist, daß trotzdem der astronomische Sonnenuntergang ebenfalls noch durch ein schnelleres Sinken der Lichtintensität bemerkbar ist.

Zur Vervollständigung dieser Beobachtung haben wir auch an einigen der folgenden klaren Tage an derselben Stelle beobachtet, um die Kluft der Finsterniszeit zu überbrücken. Die Werte sind durch die gestrichelte Linie in Fig. 1 dargestellt. Schon um 1 Uhr konnte man eine Abnahme der Mittagshelligkeit wahrnehmen. Wahrscheinlich wird die größte Lichtstärke genau mit dem wahren Mittag zusammenfallen, wegen der Nachwirkung der Belichtung werden aber alle Angaben des Nachmittags ein wenig zu groß sein.

Soweit die Messungen in Spanien. Es erschien nun sehr wünschenswert, diese Leitfähigkeiten in Lichteinheiten umsetzen zu können. Denn leider hat man es bei den Selenzellen bisher noch nicht mit Klassen und Arten von bestimmten Eigenschaften, sondern nur mit Individuen zu tun. Man muß jede Zelle einzeln untersuchen. Diese Beobachtung wurde im Elektrotechnischen Institut der Aachener Hochschule gemacht, und danken wir Herrn Prof. Grotrian auch an dieser Stelle für die große Bereitwilligkeit, mit der er den Beobachtungsraum und sämtliche Apparate zur Verfügung stellte. Ebenso müssen wir Herrn Assistenten Maffia herzlich danken für die Hilfe, die er in liebenswürdigster Weise den ganzen Tag geleistet. Wir verglichen eine elektrische Glühlampe von 39,7 HK und eine Gasflamme eines Regenerativbrenners von 111,1 HK mit der Amylacetatlampe und bestimmten dann den Widerstand der Selenzelle (zuerst dunkel, dann 1 Minute belichtet aus verschiedener Entfernung).[1] Die erhaltenen Werte gibt Tabelle 2, und in Figur 3 sind die Widerstandswerte als Ordinaten, die Luxwerte als Abszissen gezeichnet.

Tabelle II.

Lux		Widerstand Ω	Lux		Widerstand Ω
Glühlampe	Gasbrenner		Glühlampe	Gasbrenner	
0		41 800		197,5	12 800
1,2		39 300	248,1		11 800
2,05		34 100	324,1		11 100
3,4		30 400	441		9500
4,4		30 400		444,4	10 300
6,4		27 700	635		8070
9,9		25 700		811	8400
17,6		22 900	992		7610
49,0		18 200		1522	6430
62,0		16 600		2296	4385
81,0		16 100		3077	3235
110,3		14 800		5668	2380
	111,1	14 700		7715	2148
158,8		13 000		0	6500
197		12 700			

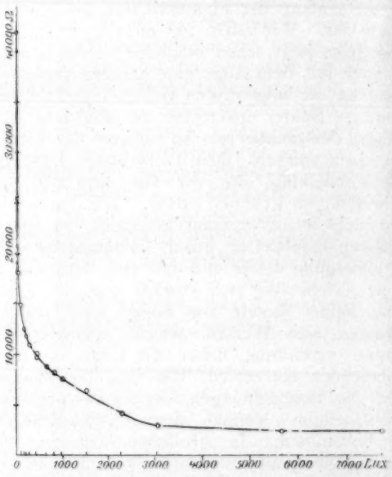


Fig. 3.

Die Angaben der Glühlampe und des Gasbrenners stimmen befriedigend miteinander, so daß sie in derselben Kurve Verwendung finden können. Will man aber nach diesen Beobachtungen die Helligkeit des Sonnenlichtes berechnen, so kommt man auf Werte, die sicher viel zu klein sind, so z. B. würde man für die höchste Lichtintensität um 11^h 45′ auf eine Helligkeit von 7000 Lux kommen, während nach den direkten Messungen die Helligkeit eines spanischen Mittags viel höher anzusetzen wäre. Diese Unterschiede erklären sich vollständig durch die Farben der verschiedenen Lichtquellen. Die gebrauchten Vergleichskörper, das Glühlicht und Gasflamme sind besonders reich an rotem Lichte, welches auf die Selenzelle am kräftigsten wirkt; im Sonnenlicht ist viel mehr Blau und Violett vorhanden, welches auf das Selen fast gar nicht wirkt, und selbst die gelben und grünen Strahlen, welche im Sonnenlicht am stärksten vertreten sind, wirken auf das Selen schon weniger ein. Es würde deshalb sehr verfehlt sein, mit einer Glühlampe die Leitfähigkeit des Selens zu bestimmen und dann umgekehrt, aus der Leitfähigkeit die Helligkeit des Sonnenlichtes berechnen zu wollen. Man würde so eben nur die Helligkeit

jener Strahlenarten bestimmen, welche auf das Selen wirken. So verlockend es darum auch wäre, die Lichtstärke gleich in Lux angeben zu können, so haben wir doch dieser Versuchung widerstanden und geben diese Beobachtung nur zur Charakteristik der Selenzelle wieder.

Nimmt man aber an, daß die Strahlung während der Totalität dieselben Wellenlängen hat, wie die Dämmerung, so ergibt sich die Helligkeit als dieselbe, wie etwa $^1/_2$ bis $^3/_4$ Stunde vor Sonnenaufgang.

II.

Zweitens versuchten wir, mittels Selen eine genaue Zeitbestimmung, zunächst für den Anfang und das Ende der Totalität, auszuführen. Die Änderung der Leitfähigkeit vollzieht sich zwar nicht vollständig momentan, aber doch so schnell, daß man die Zelle zur Lichttelephonie verwenden kann, d. h. daß innerhalb kleiner Zeitteilchen, die weniger als ein Tausendstel Sekunde betragen, eine gut merkliche Änderung eintritt. Wir mußten also ein genügend schnell schwingendes Galvanometer anwenden und dessen Stromstärke kontinuierlich aufzeichnen mit Angabe der absoluten Zeit. Alles sollte aber mechanisch geschehen, so daß persönliche Fehler das Resultat nicht beeinflussen konnten. Schreibende Zeigerinstrumente, die sonst natürlich ausgezeichnet zu verwerten sind, waren für uns von vornherein ausgeschlossen, da wir eine Genauigkeit von Hundertsteln der Sekunde anstrebten. So blieb uns nur als absolut reibungslose Methode die photographische. Die ganze Versuchsanordnung hat sich vollkommen bewährt, so daß wir sie hier kurz beschreiben möchten.

Durch das Uhrwerk eines Chronographen *Cr* (Fig. 4) wurde ein hochempfindlicher photo-

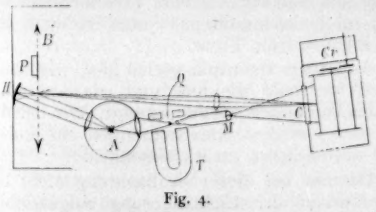


Fig. 4.

graphischer Film gleichmäßig an einem horizontalen Spalt vorbeibewegt. In dem Spalte befand sich eine Zylinderlinse *C*, welche quer über den Film eine scharfe Lichtlinie zeichnete von ca. 0,3 mm Dicke. Unmittelbar vor dem Film befand sich noch eine Millimeterskala auf Glas, durch welche auf dem Film der ganzen Länge nach parallele Linien gezeichnet wurden. Die Geschwindigkeit des Films wurde zuletzt zu 12 mm/sec gewählt, so daß die belichtete Linie in 0,025 sec wechselte. Auch diese Geschwindigkeit war unnötig groß. Denn weil man die absolute Zeit besonders bei den meist improvisierten Stationen doch kaum genauer als auf 0,1 sec bestimmen kann, so wäre eine Geschwindigkeit von etwa 3 mm/sec genügend gewesen, und selbst 2 mm/sec würden eine Genauigkeit von 0,2 sec ergeben, was den direkten Beobachtungen gegenüber, welche über 0,5 sec Genauigkeit der Kontaktbestimmung kaum je hinauskommen, schon ein erheblicher Fortschritt wäre.

Jetzt handelte es sich noch um ein hinreichend empfindliches und zu gleicher Zeit sehr schnell sich einstellendes Galvanometer. Die neuerdings viel gebrauchten Oszillographen verlangen zu starke Ströme und sind deshalb für solche Expeditionen nicht zu gebrauchen. Da stießen wir auf die Einthovenschen[1]) Fadengalvanometer. Prof. Edelmann in München verfertigte uns ein sehr einfaches Galvanometer mit Stahlmagneten. Das Instrument besteht aus einem hufeisenförmigen Magnet *T*, zwischen dessen Polen ein versilberter Quarzfaden *Q* ausgespannt ist; wird dieser von einem Strome durchflossen, so wird der Faden von dem Magneten abgelenkt. Die Ablenkung ist innerhalb gewisser Grenzen der Stromstärke proportional. Je straffer der Faden angezogen wird, desto kleiner, aber auch desto schneller sind die Ausschläge. Bei der Finsternis betrug die Dauer der Einstellung kaum 0,01 sec, wie wir uns durch mehrmalige kurze Unterbrechung des Stromes überzeugten. Es ist auf dem Film mit bloßem Auge überhaupt kein Unterschied wahrzunehmen. Fig. 5 enthält als Probe des 4 m langen Streifens eine solche Unterbrechungsstelle, aus der Zeit nach der Totalität.[2])

Der Widerstand des Galvanometers, d. h. der Fadenversilberung nimmt mit der Stromstärke zu (wegen der höheren Temperatur). Er betrug bei den größeren Ausschlägen gegen 5000 Ω; zum Schutze des Fadens waren ihm außerdem noch 10 000 Ohm vorgeschaltet.

Zur Projektion benutzten wir eine Acetylenflamme *A*, durch welche wir mittels des Mikroskops *M* und der Zylinderlinse *C* ein Bild des mittleren Fadenstückes auf dem bewegten Film entwarfen. Die Entfernung des Okulars vom Film war ungefähr 60 cm.

Die Selenzelle, ebenfalls von E. Ruhmer, hatte Zylinderform und befand sich im „Brennpunkte" eines Parabolreflektors. Da das volle Sonnenlicht

1) W. Einthoven, Annalen der Physik **12**, 1059, 1903.

2) Das Original lag der Redaktion vor, erwies sich aber zur mechanischen Vervielfältigung als zu schwach. Dasselbe gilt von Fig. 6.

die Selenschicht gleich durchgeschmolzen haben würde, so stellten wir bei den Versuchen mit Sonnenlicht grüne Scheiben vor, welche die langwelligen Strahlen bis Rot einschließlich sehr stark absorbierten. Wir mußten nun die Schaltung wählen, welche einerseits sehr kleine Stromstärken verlangte, um die Versilberung des Galvanometerfadens nicht durchzuschmelzen, andererseits aber mußten wir sehr große Stromänderungen herbeiführen, um einen gut merklichen Ausschlag zu bekommen. Wir wählten daher die Brückenschaltung und regelten die Widerstände der 4 Zweige so, daß anfangs bei der Belichtung der Strom in der einen Richtung durch das Galvanometer ging, um dann während der Totalität durch Null hindurch zur entgegengesetzten Richtung umzukehren. Bekanntlich ist diese Methode zur Bestimmung kleiner Widerstandsschwankungen in dem einen Zweige sehr empfindlich, ja fast von einer unbegrenzten Empfindlichkeit; da man durch Vermehrung der Spannung der Elemente auch bei einer kleinen Abweichung vom „Gleichgewicht" der Widerstände, eine beliebig große Spannungsdifferenz an den Enden der Brücke erzielen kann. Durch Verwendung von zwei Selenzellen, in den diagonal gegenüberliegenden Brückenzweigen eingeschaltet, würde die Empfindlichkeit ebenfalls sofort auf das Doppelte steigen. Wir benutzten in Ermangelung einer konstanteren Betriebskraft 4 große Chromsäureelemente, also 8 Volt. Da ihnen nur ein Strom von ca. 1 Milliampere entnommen wurde, so waren sie für die 5 Minuten der Beobachtung hinreichend konstant.

Bei den Vorarbeiten handelte es sich zunächst darum, festzustellen, ob die ganze Einrichtung wirklich pünktlich arbeite bezw. wie groß die Verzögerungen waren.

Wir wählten dazu folgende Versuchsanordnung, von der wir glauben, daß sie durchaus exakt und einwandsfrei ist. Das von einem Heliostaten reflektierte Bündel Sonnenlicht sammelten wir durch eine Linse in einem Brennpunkt von ca. 2 mm Durchmesser. Von da aus ging das divergente Strahlenbündel zum Teil auf die Selenzelle, ein kleiner Bruchteil aber wurde durch geeignete Spiegel auf die Zylinderlinse geworfen und erzeugte auf dem bewegten Film eine dunkle Linie. Wurde dann in den Brennpunkt des Sonnenlichtes schnell ein Schirm gehalten, so bezeichnete das Ende der Lichtlinie genau jene Stelle des Films, welche gerade in diesem Augenblick exponiert war. Durch dieselbe Bewegung wurde aber auch das ganze Licht plötzlich von der Selenzelle abgehalten bezw. zugelassen, und das Galvanometer wurde durch die veränderte Leitfähigkeit des einen Brückenzweiges abgelenkt. Wenn nun an irgendeiner Stelle der Vorgang eine Verzögerung erfuhr, sei es in der Selenzelle, sei es im Galvanometer, so mußte die Ablenkung des Galvanometers hinter dem Ende der Lichtlinie auf dem Film um so viel verschoben sein, als sich der Film in der Zwischenzeit voranbewegt hatte. Zugleich erhielten wir nicht bloß diesen Zeitpunkt markiert, sondern konnten auch im einzelnen verfolgen, in welcher Weise sich die Widerstandsänderung des Selens vollzog. Unseres Wissens ist es hier das erstemal, daß diese Änderungen für die ersten Bruchteile von Sekunden quantitativ untersucht werden; Ruhmer[1]) beginnt die Beobachtung erst nach einer Sekunde. Es ist aber klar, daß gerade die „momentan" eintretenden Änderungen, besonders für die Lichttelephonie, von ausschlaggebender Bedeutung sind. Fig. 6 gibt eine Probe der Photographien. Die Stellen links auf der Figur sind zuerst exponiert, so daß die linken Enden der dunklen Linien die Momente bezeichnen, wo das Licht auf die Zellen einzuwirken begann. Eine Betrachtung der Figur bestätigt uns zunächst, daß diese Methode in hohem Grade geeignet ist, den Moment der Lichteinwirkung genau, jedenfalls weit über 0,1 sec genau festzulegen. Denn bei einer Geschwindigkeit von 12 mm/sec käme auf 0,1 sec 1,2 mm Verschiebung. Daß eine solche auch nicht annähernd vorliegt, zeigt ein Blick auf die Figur.

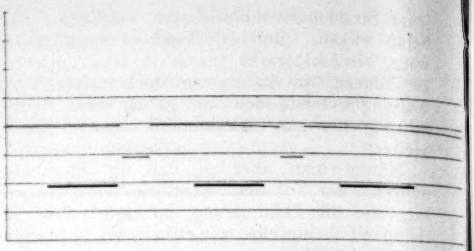


Fig. 5.

Außerdem sieht man gleich hier, wie schnell der Widerstand abnimmt und wie langsam er in der Dunkelheit wieder ansteigt. Wir behalten uns vor, auf diese Beobachtungen ein anderes Mal ausführlicher zurückzukommen.

Da nun bei dieser Beobachtung nicht bloß der Verlauf der Lichtänderung aufgezeichnet, sondern eine genaue Zeitbestimmung vorgenommen werden sollte, so bedurfte es jetzt noch eines Mittels, welches auf dem Film fortwährend die Zeit notierte, zu welcher jede einzelne Stelle unter der Lichteinwirkung gestanden, und zwar mußte dieses Mittel ebenso schnell arbeiten, wie die übrigen Apparate, wenn nicht alles andere umsonst sein sollte.

1) E. Ruhmer, diese Zeitschrift **3**, 473, 1902.

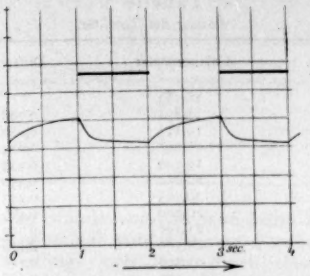


Fig. 6.

Wir benutzten dazu eine sehr einfache und (soviel wir bis jetzt erfahren haben) neue Vorrichtung, die wohl auch bei anderen ähnlichen Beobachtungen gute Dienste leisten würde. Wir rückten den ganzen Apparat vor die Uhr, welche zur Zeitbestimmung dienen sollte und befestigten auf die Rückwand des Uhrgehäuses hinter der Pendelstange einen kleinen Hohlspiegel *H*, Fig. 4. Auf die Pendelstange selbst setzten wir ein ca. 4 cm langes und ebenso breites schwarzes Blech *B*. Das Licht einer Flamme (wir benutzten dieselbe Flamme, welche auch zur Projektion diente) fiel auf den Spiegel *H* und wurde in einem Brennpunkt gesammelt. Flamme und Spiegel waren so angeordnet, daß der Brennpunkt gerade von dem kleinen Schirm auf der Pendelstange durchschnitten wurde. Es war das ungefähr der Fall, wenn das Pendel sich in seiner tiefsten Lage befand. Von diesem Lichtkegel wurde dann mittels einer weiteren Linse auf dem photographischen Papier eine dunkle Linie erzeugt, die aber nach jeder Sekunde scharf abgeschnitten eine Sekunde aussetzte, wenn nämlich der Schirm auf dem Pendel den Lichtkegel abblendete. Damit war die Zeit genau aufgezeichnet. Denn wenn auch die Verdunklung gar nicht in der Ruhelage eintrat, so entsprach doch die Mitte des dunklen Striches genau dem einen Umkehrpunkt des Pendels; die Mitte des hellen Zwischenraumes dem anderen Umkehrpunkt.

Um auch noch die Zahl der einzelnen Sekunden zu haben, brauchten wir nur mit der Hand einmal (oder zur Kontrolle einige Male) die Lichtlinie zu durchschneiden und diese Zeit anzumerken. Man braucht dann nur anzunehmen, daß die Bewegung des Films innerhalb der einzelnen Sekunden keinen Schwankungen unterworfen war (was man übrigens an der verschieden starken Belichtung sofort merken würde, und etwa durch eine schwingende Stimmgabel leicht messen könnte). Wir fanden niemals, daß die Sekundenzeichen auf unserem Film um 0,5 mm, das ist 0,04 Sekunden, differierten, womit wir uns vollständig begnügen konnten. Ganz kleine regelmäßige Stöße von etwa 0,1 Sekunde Dauer machte unser Apparat allerdings (wir vermuten, daß sie von dem Vorrücken der Zahnräder herkommen). Wir ließen sie aber gern bestehen, da sie uns Querlinien über den Film zeichneten, welche die Beziehung der Galvanometerkurve auf die Zeitlinien sehr erleichterten und sicherten (in Fig. 5 und 6 leider nicht mitgezeichnet).

So waren wir im Besitz einer Methode, deren Genauigkeitsgrenze nicht in unserem Apparat, sondern in der Unmöglichkeit einer genaueren Zeitbestimmung gelegen war. Nebenbei hielten wir es für möglich oder gar wahrscheinlich, daß wir sämtliche Protuberanzen und im günstigsten Falle selbst die schnell vorübereilenden Schatten, welche den Eintritt und das Ende der Totalität begleiten, nach Zeit, Zahl und Dauer würden mitphotographieren. Wenn sich auch alle diese Hoffnungen dieses Mal noch nicht erfüllten, so zweifeln wir doch nicht, daß es mit Benutzung der gemachten Erfahrungen ein anderes Mal gelingen wird, auch dieses Ziel zu erreichen.

Ein Hauptvorzug der Methode liegt noch darin, daß sie auch bei bedecktem Himmel noch Resultate gibt, wenn alle anderen Methoden vollständig versagen. Den denkbar ungünstigsten Fall erlebten wir gleich dieses Mal, daß nämlich kurz vor der Totalität die Wolken sich bildeten und so die Unstetigkeit der Kurve mehr oder weniger verwischten. Gleichwohl ließ sich der Moment der totalen Verfinsterung noch mit einer befriedigenden Sicherheit feststellen.

Wir hatten, wie erwähnt, die vier Brückenwiderstände so gewählt, daß bei einer Helligkeit von vielleicht ein Viertel des Sonnenlichtes der Strom noch in der einen, und bei völliger Verdunklung schon recht stark in der anderen Richtung das Galvanometer durchfloß. So mußte bis zum Moment der Totalität die Brücke nahezu stromlos werden und die Unstetigkeit der Galvanometerkurve am schärfsten hervortreten. Allein unsere Überlegung war nur auf das Zeugnis unserer Augen aufgebaut, das sich hier wieder einmal als trügerisch erwies. Schon der normale Verlauf einer Finsternis ist, wie die oben besprochene Dauerbeobachtung zeigt, der, daß die Verminderung des Lichtes bis zum Eintritt der Totalität nahezu abgeschlossen ist. In diesem besonderen Falle kam noch hinzu, daß etwa eine Viertelstunde vor der Totalität eine starke Wolkenbildung eintrat, welche den Rest des Sonnenlichtes noch bedeutend verminderte. Obgleich wir nun alle Grünscheiben vom Spiegel entfernten, so war doch die Folge, daß die Selenzelle schon vor der

Totalität fast Dunkelwiderstand annahm und infolgedessen das Galvanometer schon so weit abgelenkt war, daß die Empfindlichkeit bedeutend sank, zumal wir in der Besorgnis, es möchte bei der plötzlichen Lichtänderung der Faden ganz aus dem „Gesichtsfeld" fahren, denselben ziemlich straff angezogen hatten. Etwa 65 Sekunden vor dem berechneten Anfang der Totalität setzten wir den Film in Bewegung. Er hatte 5 m Länge und reichte also fast 7 Minuten. Während der Bewegung unterbrachen wir 6 Sekundenstriche, die wir notierten. Außerdem wurde der Galvanometerstrom einige Male unterbrochen und kommutiert, zur Fixierung der Ruhelage und der Schwingungsdauer. Der entwickelte Film zeigte sehr gut die Änderungen der Belichtung, anfangs Abnahme, dann beständige Dunkelheit und endlich wieder Zunahme der Helligkeit, allein eine mit bloßem Auge wahrnehmbare scharfe Unstetigkeit war nicht vorhanden, besonders der Anfang der Totalität schien nicht festzustellen zu sein. Erst eine mikroskopische Ausmessung der Kurve in der Umgebung der charakteristischen Stellen zeigte uns einen Erfolg unserer Arbeit. In Abständen von 1 bezw. 2 cm wurde eine Anzahl Linien quer über den Film gezogen und an diesen Stellen die Lage des Fadens zwischen den zwei benachbarten Millimeterstrichen gemessen. Es wurden an jeder Linie etwa 10 Einstellungen vorgenommen. Eine Unstetigkeit der Kurve muß sich dann in einer plötzlichen Änderung des Differentialquotienten zeigen. Tabelle 3 setzt außer allem Zweifel, daß dieselbe zwischen den Linien 9 und 10 gelegen ist. Beim Herannahen der Totalität nahm die Helligkeit mit wachsender Geschwindigkeit ab. Die schwachen Änderungen nach No. 10 kommen her zum Teil von der Bedeckung der Chromosphäre, zum Teil von der bekannten Nachwirkung des Selens. Zur genaueren Bestimmung des Momentes der Totalität wurde nun das Kurvenstück zwischen No. 9 und 10 in 5 kleinere Teile zerlegt und wiederum ausgemessen. Tabelle 4 gibt die Resultate und zeigt, daß der Unstetigkeitspunkt bei 9,2 gelegen ist. Während der Totalität erhielten wir fast eine gerade Linie von ca. 2 m Länge, die nur anfangs noch ein wenig sich senkte.

Das Ende der Totalität war ungleich deutlicher ausgeprägt, einmal weil die Selenzelle auf „Helligkeit" viel exakter reagiert, als auf „Dunkelheit", sodann auch, weil der Wolkenschleier sich während der Totalität zerteilte und die ersten Strahlen gleich voll zur Geltung kamen. Die Ausmessung dieser Partie des Films ergab die in Tabelle 5 unter No. 48—58 verzeichneten Werte mit einem Knick zwischen 50 und 51. Da die nahezu konstanten Änderungen des Differentialquotienten für die kurze

Tabelle 3.
Anfang der Totalität.

No.	Galvanometer	Differenz
1	18,563	
2	18,831	0,268
3	19,113	0,282
4	19,397	0,284
5	19,720	0,323
6	20,050	0,330
7	20,303	0,343
8	20,800	0,407
9	21,190	0,390
10	21,380	**0,190**
11	21,506	0,126
12	21,570	0,066
13	21,630	0,060
19	21,920	0,048
40	22,063	0,005

Tabelle 4.

No.	Galvanometer	Differenz
9,0	21,190	
9,2	21,256	**0,066**
9,4	21,289	0,033
9,6	21,319	0,030
9,8	21,350	0,031
10	21,380	0,030

Tabelle 5.
Ende der Totalität.

No.	Galvanometer	Differenz
48	22,063	
49	22,07	0,007
50	22,067	0,003
51	22,00	**0,067**
52	21,90	0,10
53	21,78	0,12
54	21,64	0,14
55	21,48	0,16
56	21,30	0,18
57	21,12	0,18
58	20,84	0,28

Extrapolation eine gute Richtschnur an die Hand geben, so können wir mit Sicherheit sagen, daß der Knick zwischen 50,0 und 50,3 liegt, wir nehmen also 50,15 an, was von den beiden Extremen um 0,2 Sekunden entfernt liegt.

Die ganze Kurve ist in Fig. 7 in der Weise dargestellt, daß die Abszissen 20fach verkleinert, die Ordinaten 5fach vergrößert sind.

Die Methoden zur Bestimmung der richtigen Uhrzeit übergehen wir hier. Es sei nur bemerkt, daß wir durch Telephon und Mikrophon mit der astronomischen Uhr des Observatoriums verbunden waren, so daß wir das Ticken derselben in unserem Zimmer hören und so nach der Methode der Koinzidenzen den Gang unserer Uhr verfolgen konnten, und daß diese Beobachtungen mehrere Tage und namentlich noch

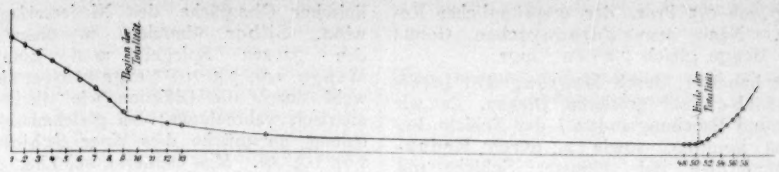


Fig. 7.

eine halbe Stunde vor und eine halbe Stunde nach der Totalität vorgenommen wurden.

Es bestätigt sich auch durch das Selen die allgemein gemachte Beobachtung, daß die Finsternis dieses Mal um ein Bedeutendes der Rechnung vorausgeeilt ist. Die letzten Rechnungen, welche Herr P. Berloty unter Zugrundelegung der genauesten Annahmen über die Länge von Tortosa zu $1^0\ 58''\ 6'$ östl. v. Gr. ausgeführt hatte, hatten ergeben (alles in Greenwicher Zeit):

Rechnung.

Anfang der Totalität	$1^h\ 16^m\ 30^{sec}\ 18$	
Ende „ „	$1^h\ 19^m\ 20^{sec}\ 51$	
Dauer „ „	$2^m\ 50^{sec}\ 33$	

Beobachtung mittels Selen.

Anfang der Totalität	$1^h\ 16^m\ 15^{sec}\ 6$	
Ende „ „	$1^h\ 19^m\ 6^{sec}\ 9$	
Dauer „ „	$2^m\ 51^{sec}\ 3$	

Mit diesem Resultat glauben wir die Brauchbarkeit der Methode genügend bewiesen zu haben. Wenn man eine Reihe solcher Apparate auf den Weg der Finsternis verteilte, so würde man nicht nur die persönlichen Fehler vermeiden, sondern vor allem würde auch die Schwierigkeit fortfallen, daß verschiedene Beobachter immer einen anderen Grad der Verfinsterung als Anfang bezw. Ende der Totalität bezeichnen werden. Obwohl die Frage, welcher Augenblick durch die Selenzelle als Anfang und Ende genommen wird, erst noch einer genaueren Untersuchung bedürfte, so erhielte man doch auch unabhängig davon wenigstens untereinander vergleichbare Resultate.

Valkenburg (Holland), Oktober 1905.

(Eingegangen 25. Oktober 1905.)

Über die Größe der kleinsten optisch und elektromotorisch wirksamen Schicht von Bleisuperoxyd.

Von J. Koenigsberger und W. J. Müller.

Passives Eisen zeigt, wie wir früher[1]) gemessen haben, ein dem aktiven Eisen innerhalb der Fehlergrenzen (± 0,3 Proz.) gleiches Reflexionsvermögen im sichtbaren Gebiet.

Auf Grund theoretisch berechtigter Annahmen ergab sich daraus, daß eine die Passivität verursachende Oberflächenschicht jedenfalls dünner als $^1/_{10}\ \lambda$ sein müßte. Wir sind jetzt in der Lage, zu beweisen, daß eine solche Schicht überhaupt nicht vorhanden sein kann, da wir eine Oxydschicht von Molekülдicke auf Metall mit Sicherheit optisch wahrnehmen können.

Außerdem können wir nachweisen, daß einer so dünnen Schicht nicht ihre volle konstante, die Passivität z. T. erklärende, elektromotorische Wirksamkeit zukommt, sondern eine weit geringere, die erst mit etwa 3 facher Molekülдicke ihren vollen Wert erreicht.

Durch Einwirken des elektrolytisch ausgeschiedenen Sauerstoffs auf eine möglichst wenig saure Lösung von Bleiacetat erhält man bei ungleichmäßiger Stromdichte bekanntlich die Nobilischen Ringe, Interferenzstreifen hervorgerufen durch Reflexion an der Vorder- und Rückseite der dünnen, praktisch durchsichtigen, kontinuierlichen Bleisuperoxydschicht. Läßt man die Schicht sich gleichmäßig planparallel auf einer Platiniridiumplatte abscheiden und mißt die hierdurch hervorgebrachte Änderung des Reflexionsvermögens der Platiniridiumplatte durch Vergleichung mit einer zweiten in der gleichen Flüssigkeit befindlichen, unverändert gelassenen Platte[1]), so kann man bei sehr kleinen Mengen von Bleisuperoxyd eine Änderung des Reflexionsvermögens beobachten. Da die beiden Platinplatten vor der Elektrolyse etwa 20 min. in der Lösung standen, konnten bis dahin etwaige Unterschiede des elektromotorischen Verhaltens und dadurch bedingte optische Änderungen sich einstellen. Wir haben indes bei den 2 mm dicken, gemeinschaftlich polierten und dann sehr gut gereinigten Platten irgendwelche Änderungen nicht wahrnehmen können.

Bei Einwirken einer Stromstärke von etwa $6{,}25 \cdot 10^{-5}$ Amp. erhält man nach 10 Sekunden für $\lambda = 0{,}51\ \mu$[2]) die sicher wahrnehmbare Än-

1) Verf., diese Zeitschr. 5, 413, 1904 und diese Zeitschr. 5, 797, 1904.

1) Die Versuchsanordnung ist von uns loc. cit. S. 413 beschrieben.

2) Für $\lambda = 0{,}59\ \mu$ ist die Änderung kleiner, etwa nur 0,2 Proz., entsprechend der gelbbraunen Färbung der ersten

derung von 0,5 Proz. der ursprünglichen Reflexion. Nach dem Faradayschen Gesetz ist die Menge gleich $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mgr.

Wir haben 1. durch Messung der Interferenzfarben bei größeren Dicken, da wir Dichte und Brechungsindex[1]) der Schicht bestimmen konnten, sowie 2. durch Reduktionsversuche bei dünnster Schicht mit gleichzeitiger photometrischer Messung uns davon überzeugt, daß auch bei ganz dünnen Schichten das Faradaysche Gesetz quantitativ auf etwa 5 Proz. gilt. Die obige Menge dürfte also auf mindestens 10 Proz. richtig berechnet sein. Die Dichte einer dünnen Schicht wurde durch Wägung gleich 9,3 gefunden.

Diese und größere Mengen werden bei geeigneter Stellung der Elektroden gleichmäßig auf der Fläche von 1 qcm Platiniridium ausgeschieden. Nimmt man dagegen die halbe Stromstärke ebenfalls 10 Sek. lang, so ändert sich die gerade im Gesichtsfeld des Photometers befindliche Stelle der Platinplatte manchmal um 0,5 Proz., manchmal aber auch nicht merklich. Die Gründe hierfür werden in der folgenden Arbeit besprochen. Eine Auflösung von niedergeschlagenem Bleisuperoxyd in der gesättigten möglichst neutralen Bleiacetatlösung war nicht zu beobachten, da die Änderung des Reflexionsvermögens nach Auflösen der Elektrolyse nicht zurückging und nur durch Spülen mit *HNO*, zu beseitigen war.

Aus der sicher wahrnehmbaren Menge von $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mgr folgt für 1 qcm und die Dichte von 9,3 eine Schichtdicke von 0,84 $\mu\mu$.

Wie in der folgenden Arbeit gezeigt wird, ist dies wahrscheinlich auch der Wert für den Molekulardurchmesser des Bleisuperoxyds.

Daß diese Schicht von 0,84 $\mu\mu$ kohärent ausgeschieden wird, haben Versuche analog der Toeplerschen Schlierenmethode gezeigt. Scheidet man z. B. eine etwa gleichdicke Schicht von Silber aus Silbernitratcyankalilösung oder von Zink aus fast neutraler Zinksulfatlösung (Vorschrift von Oberbeck)[2]) ab und läßt intensives Licht senkrecht auf die mit Cr_2O_3 vollkommen polierten Platinspiegel fallen, so erscheint der betreffende Spiegel in der Richtung normal zum Lichtstrahl hell, während vor der Abscheidung beide tief schwarz waren. Diese Aufhellung ist offenbar durch Diffusion des Lichtes infolge rauher kristallinischer Oberfläche des Niederschlags[1]) bewirkt. Silber überzieht in dieser Weise den ganzen Spiegel; man kann eine Menge von $3{,}3 \cdot 10^{-4}$ mgr p. qcm sicher sowohl durch die Diffusion wie direkt photometrisch wahrnehmen; bei gleichmäßiger Verteilung entspräche dies einer Schichtdicke von 0,3 $\mu\mu$. Man bemerkt bei Zink, daß nur kleinere Partien etwa $^1/_4$ des gesamten Spiegels derart überzogen sind, während der größte Teil anfänglich unbedeckt bleibt und sich erst allmählich bei viel größeren Mengen überzieht. Hier übertrifft eben die Kristallisationskraft die elektromotorische Gegenkraft, was bei den amorph sich ausscheidenden Substanzen nicht der Fall ist.

Bei Bleisuperoxyd und in anderen Fällen, die später besprochen werden sollen, ist diese Aufhellung nicht zu bemerken; die Spiegel bleiben tiefschwarz; die angelagerte Schicht ist also kontinuierlich.

Für letzteres spricht ferner, daß die Schicht bei etwa 6 $\mu\mu$ eine gleichmäßige gelbbraune Färbung der Dispersion des Phasensprungs am Metall entsprechend und bei größerer Dicke die Interferenzfarben sehr schön gleichmäßig zeigt. Auch läßt sich die Schicht, wenn sie etwa $^1/_{30}$ mm dick ist, als ganzes ablösen. Sie zeigt ein Reflexionsvermögen, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten übereinstimmt. Die Oberfläche ist also eine theoretisch spiegelnde und daher kontinuierlich.

Das Anwachsen der Schicht von der Minimaldicke 0,84 $\mu\mu$ ab bewirkt zunächst, wie aus folgenden Versuchen hervorgeht

Tabelle

d in $\mu\mu$	$\frac{R}{R'}$ in Proz.
0,84	1,00
1,68	1,05
2,52	1,11
3,35	1,16
4,20	1,23

eine proportionale Änderung des Reflexionsvermögens des Spiegels, nämlich jeweils eine Abnahme um $0{,}^{0,5-0,6}$ Proz. für $6{,}25 \cdot 10^{-5}$ Amp. und je 10 sec. Später nach etwa 50 sec. nimmt die Verschlechterung rascher zu, bis sie bei sehr großen Dicken von $^1/_{20}$ und mehr mm sich dem Werte für die Reflexion des Bleisuperoxyds = 15 Proz. nähert; das Platiniridium reflektiert ursprünglich etwa 61 Proz. für $\lambda = 0{,}51\ \mu$. Durch konzentrierte Salpetersäure kann die Schicht leicht entfernt werden, die Platiniridiumspiegel bleiben auf $\pm$ 0,2 Proz. ungeändert.

Schicht. Für das Auge wird diese Farbe, die durch die Dispersion des Phasensprunges am Metall verursacht ist, erst bei einer Schichtdicke von etwa 3 $\mu\mu$ merklich. Es läßt sich hierauf auch eine Bestimmung des Phasensprungs selbst am Metall gründen, wie vorläufige Versuche gezeigt haben.

1) Der Brechungsindex $n_D = 2.2$.

2) Oberbeck, Wied. Ann. **31**, 337, 1887.

1) Auf dieselbe Art läßt sich auch die Inkohärenz der dünnen Schichten des sogen. allotropen gelben und roten Silbers (oder wahrscheinlich Silberoxyduls) feststellen.

Aus diesen Versuchen geht klar hervor, daß mit unserer Methode Oberflächenschichten von äußerst geringer Dicke (0,8 $\mu\mu$) wahrgenommen werden können. Diese Dicke ist, wie in der nachfolgenden Arbeit gezeigt werden soll, wahrscheinlich gleich dem einfachen bezw. doppelten Molekulardurchmesser des PbO_2.[1])

Wir haben auch die elektromotorische Kraft solcher dünner Schichten mit dem Quadrantelektrometer gemessen. Die Anordnung war die von dem einen von uns[2]) beschriebene.

Bei einer Schichtdicke d des Bleisuperoxyds war die elektromotorische Kraft e der einen Platiniridiumelektrode in Bleiacetat gegen die Normalelektrode (Platin in konzentrierter Chromsäure) und daraus berechnet die elektromotorische Kraft e' des Bleisuperoxyds:

d in $\mu\mu$	e in Volt	e'	
0,84	1,07	0	Es ergeben sich bei
1,68	0,81	0,26	Wiederholung und
2,52	0,67	0,40	Abänderung der
3,34	0,54	0,53	Versuche stets auf
4,20	0,47	0,60	etwa + 3 Proz die-
5,04	0,47	0,60	selben Zahlen.

Die elektromotorische Kraft Bleisuperoxyd in Bleiacetat gegen Platin ist = 0,60, die von Platin in Bleiacetat gegen Blei = 0,71, demnach Blei gegen Bleisuperoxyd in Bleiacetat konzentriert bei 17^0 = 1,31. Die elektromotorische Gegenkraft während der Elektrolyse ist wegen der Sauerstoffüberspannung um etwa 0,2 Volt höher; diese tritt selbstverständlich momentan auch bei der kleinsten Stromstärke auf.

Hieraus folgt, daß die elektromotorische Kraft des Oxyds ihren vollen konstanten und dauernden Wert erst bei einer Schichtdicke von 4,2 $\mu\mu$ erreicht, die optisch leicht wahrnehmbar ist. In noch größerem Maße muß dies bei den Oxyden des Eisens, Chroms etc. der Fall sein, da diese Oxyde Brechungsexponenten größer als 3 und stärkere Absorption besitzen. Ihr optischer Einfluß ist demnach viel stärker als bei Bleisuperoxyd, während umgekehrt ihre elektromotorische Wirkung schwächer ist.

Wir können daher unsere früher aufgestellte Behauptung, daß eine die Passivität verursachende Oberflächenschicht einer festen Substanz kleiner als $^1/_{10}$ λ sein muß, dahin erweitern, daß eine solche überhaupt nicht vorhanden sein kann.

(Eingegangen 26. Oktober 1905.)

1) Wir glauben daher, daß die Einwände von Herrn R. Ruer (Zeitschr. f. Elektrochemie 11, 673, 1905) nicht mehr aufrecht erhalten werden können. Dem Wunsch von Herrn Ruer, nach einer Verfeinerung der optischen Methode, hoffen wir mit Obigem entsprochen zu haben.

2) W. J. Müller, Zeitschrift f. Elektrochemie 11, 755. 1905.

Über kleinste Schichtdicken und Molekulardurchmesser.

Von J. Koenigsberger und W. J. Müller.

Die meisten empirisch gefundenen Werte der kleinsten Schichtdicke sind aus den Erscheinungen der Oberflächenspannung gewonnen worden. Plateau und namentlich Quincke haben die grundlegenden Methoden ausgearbeitet. Man kann alle derartige Messungen in zwei Gruppen einteilen, erstens solche, die einen Wert für die molekulare Wirkungssphäre der Oberflächenspannung ergeben und zweitens solche, bei denen die ermittelte kleinste Schichtdicke je nach der theoretischen Auffassung[1]) entweder gleich dem Wert des Molekulardurchmessers oder der molekularen Wirkungssphäre ist. Zu der ersten Gruppe gehören vor allem die Messungen von Quincke[2]) über die Dicke der Silberschicht, welche den Randwinkel Glas-Wasser konstant beeinflussen. Quincke fand im Mittel $d = 60$ $\mu\mu$. Die Versuche von R. H. Weber[3]) ergeben gleichfalls Werte für die molekulare Wirkungssphäre, nämlich für Olivenöl etwa 100 $\mu\mu$. Alle andern Versuche gehören zur zweiten Gruppe. Über den Einfluß einer sehr kleinen Menge Öl auf die Oberflächenspannung liegen reiche Messungen von Sohncke, Rayleigh, Röntgen, Oberbeck[4]) vor. Doch ist bei diesen, wie Sohncke hervorhebt, vielfach übersehen, daß die berechneten Schichten von Öl auf Wasser, in Wirklichkeit aus einzelnen, weit dickeren Tröpfchen bestehen, welche zwar die Oberflächenspannung des Wassers modifizieren, aber nicht kontinuierlich sind. Vermieden ist diese Fehlerquelle bei den Versuchen von Sohncke[4]), der die Grenzdicke von Öl auf Wasser = 100 $\mu\mu$ fand und von K. T. Fischer[4]), der z. B. für Rüböl auf Quecksilber etwa 3 $\mu\mu$ fand.

Die Messungen an Seifenlösungen unterliegen, wie Quincke[5]) gezeigt hat, dem Einwand, daß durch Hydrolyse stets Ölsäure gebildet wird und man statt einer homogenen Lamelle ein System von dreien untersucht. Es laßt sich schwer angeben, wie weit dadurch die aus optischen Theorien hergeleiteten Formeln zur Dickeberechnung beeinflußt werden. Es fand Drude[4]) für den schwarzen Teil einer Seifenblase aus einer Phasensprungformel die Dicke etwa zu 17 $\mu\mu$, Reinold und Rücker[4])

1) Vgl. die Literatur bei K. T. Fischer, Wied. Ann. **68**, 414, 1899.

2) G. Quincke, Pogg. Ann. **137**, 402, 1869; ferner auch G. Vincent, Ann. chim. (7) **19**, 421, 1900 u. G. Quincke, Ann. Phys. **2**, 414, 1900.

3) R. H. Weber, Ann. d. Phys. **4**, 717, 1901.

4) Vgl. die Literatur bei K. T. Fischer, loc. cit.

5) G. Quincke, Ann. Phys. **2**, 418, 1900.

12—22 $\mu\mu$. Dies sind also Werte für die optische Wirkungssphäre einer dünnen Schicht. Die von Siedentopf und Zsigmondy[1]) begründete Methode des Ultramikroskops gibt ebenfalls auf Grund optischer Formeln und unter der nicht ganz sichern Annahme der Würfelform der kleinsten Teilchen für Gold in Goldrubinglas etwa 6 $\mu\mu$. Die Verf. berechnen, daß kleinere räumliche Diskontinuitäten von der Größenordnung des Moleküls nach ihrer Methode nicht wahrgenommen werden können. Houllevigne konnte für kathodisch zerstäubte Kupfer durch Wägung und Dichtebestimmung an massivem Kupfer die mechanische Grenzdicke von 30 $\mu\mu$ für eine Schicht, die sich noch jodieren läßt, ermitteln. Die nicht jodierbaren dünneren Schichten sind wahrscheinlich Kupferoxydul, da ja mit abnehmender Dicke die Oxydation in viel kürzerer Zeit, vielleicht noch bei der Zerstäubung stattfindet. Durch kathodische Zerstäubung erhielt O. Wiener[2]) Silberschichten, deren optische Wirkungssphäre er optisch indirekt zu etwa 0,2 $\mu\mu$ bestimmt. Ob durch kathodische Zerstäubung erhaltene ganz dünne Schichten schon kontinuierlich sind, ist bekanntlich nicht sicher; bei etwas größerer Dicke können die Diskontinuitäten, da Reflexion und Absorption mit den aus massiven Spiegeln ermittelten ziemlich gut übereinstimmen, nicht bedeutend sein.

Die Dicke von geschlagenen Goldblättchen wurde von Faraday durch Wägung zu etwa 70—100 $\mu\mu$ bestimmt; aus der Färbung noch dünnerer in Cyankalilösung abgeätzter Blättchen schloß Faraday[3]) schätzungsweise auf eine Dicke von etwa 5—10 $\mu\mu$. Die durch die Wirkung von Phosphor auf Goldchloridlösung erhaltenen Goldhäutchen hält Faraday nicht für ganz kontinuierlich. Für diese würde sich, dies berücksichtigt, die minimale Schichtdicke zu etwa 10—2 $\mu\mu$ ergeben. — Aus dem Elliptizitätskoeffizienten beim Polarisationswinkel ergibt eine Rechnung von Drude[4]) für Diamant eine die Erscheinung erklärende Oberflächenschicht von etwa 8 $\mu\mu$. Warburg und Ihmori[5]) haben für die dünnste, noch wägbare Wasserhaut eine Schichtdicke von etwa 3 $\mu\mu$ erhalten. Eingehende Versuche hat auch Devaux[6]) angestellt. Für die Grenzschichtdicke der Flüssigkeit, die gerade noch normale Oberflächenspannung zeigt, findet er etwa 1—2 $\mu\mu$ (für Öl auf Wasser). Die Grenzdicke einer festen kontinuierlichen Schicht, erhalten durch Verdunsten einer Lösung von Paraffin in Genzien auf Wasser, ist etwa 1,2—1,7 $\mu\mu$. Für CuS und PbS etwa 0,4 $\mu\mu$.

Die schönen Versuche von Bredig und Weinmayr[1]) über die minimale Schichtdicke des katalytisch wirksamen Quecksilbers unterliegen dem Einwand, daß während der Beobachtungszeit von etwa 40 Min. die umhüllende Quecksilberschicht von 0,3 $\mu\mu$ längst in die Goldkugeln diffundiert ist, daß also lediglich die Grenzmenge von katalytisch wirksamem Quecksilber in Gold bestimmt wurde. In der höchst interessanten Abhandlung von J. Tafel[2]) über die elektrolytische Reduktion einiger organischer Körper sind die Grenzmengen von Platin angegeben, die den Vorgang verhindern. Tafel hebt hervor, daß dieselbe Menge an polierten wie an rauhen Oberflächen genügt und nimmt daher auch in seiner letzten Untersuchung das Vorhandensein einer kontinuierlichen Schicht nicht an.

Die Messungen von Oberbeck[3]) über die dünnsten elektromotorisch wirksamen Schichten geben auch nur Grenzmengen; denn wir konnten (vgl. die vorhergehende Arbeit) feststellen, daß das abgeschiedene Silber, Zink usw. nur kleine Teile der Platinelektroden und wahrscheinlich als kristallinische Masse bedeckt, da das Licht dort diffus wird.

Ein neuer Wert für die minimale Schichtdicke ergibt sich aus unserer vorausgehenden Arbeit. Wir haben dort gezeigt, daß auch sehr kleine Mengen Bleisuperoxyd gemäß Faradays Gesetz abgeschieden werden, die Grenzmenge also auf mindestens $\pm$10 Proz. richtig bestimmt ist. Die Gründe, welche dafür sprechen, daß diese Menge gleichförmig kontinuierlich oder praktisch nahezu auf $\pm$10 Proz. kontinuierlich ist (was für die Berechnung auf das gleiche hinauskommt), sind folgende:

1. Die Schicht läßt sich bei größerer Dicke ($^1/_{20}$ mm) als zusammenhängendes Häutchen ablösen.

2. Die Schicht zeigt bei der Minimaldicke von 0,84 $\mu\mu$ keine Diffusion des Lichtes, wie es bei gleicher Dicke die kristallinischen Substanzen Silber, Zink usw. tun.

3. In größerer Dicke zeigt die Bleisuperoxydschicht Interferenzfarben und schließlich ein Reflexionsvermögen der Vorderfläche, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten stimmt. Ihre Dichte muß also bis auf wenige Prozent mit dem des gewöhnlichen Bleisuperoxyds übereinstimmen.

4. Infolge der hohen elektromotorischen Gegenkraft müssen sich die Ionen zunächst an

1) Ann. Phys. **10**, 1, 1903.
2) O. Wiener, Wied. Ann. **31**, 666, 1887.
3) Faraday, Phil. Trans. **147**, 145, 1857.
4) Handbuch der Physik v. Winkelmann, Optik. 1894; O. Drude, Reflexionsgesetze S. 766.
5) E. Warburg u. Ihmori, **27**, 481, 1886; **31**, 1002, 1887.
6) H. Devaux, Journ. de physique (4), **3**, 450, 1904

1) G. Bredig u. J. Weinmayr, Boltzmann-Festschrift. S. 839, 1904.
2) J. Tafel, Z. f. phys. Chemie **34**, 193, 1900 u. 1905.
3) A. Oberbeck, Wied. Ann. **31**, 337, 1887.

den unbedeckten Teilen der Platinelektrode abscheiden, da bei dem amorphen glasartigen Bleisuperoxyd nicht wie bei Silber oder Zink eine Kristallisationskraft entgegenwirkt. Andrerseits ist wegen der geringen Ionengeschwindigkeit im Gegensatz zur kathodischen Zerstäubung ein regelmäßiges Aneinanderlagern der Moleküle (wie es dem Zusammenschmelzen des Glases usw. entspricht) wahrscheinlich.

Daher dürfte der von uns gefundene Wert bis auf etwa 10 Proz. ein oberer Grenzwert für die minimale Schichtdicke sein. Es scheinen uns aber folgende Beobachtungen auch dafür zu sprechen, daß dies gleichzeitig der untere Grenzwert ist: Wenn wir mit der halben Stromstärke von $3 \cdot 10^{-5}$ A. 10 Sek. lang elektrolysierten, war zuweilen eine Änderung des Reflexionsvermögens um 0,5 Proz. bemerkbar, zuweilen auch nicht, während sie bei $6 \cdot 10^{-5}$ A. nach 10 Sek. stets vorhanden war. Bei der halben Stromstärke konnte sich nur die halbe Platte mit der minimalen Schicht bedecken und dieser Teil lag nicht immer im Gesichtsfeld des Photometers[1]), das etwa $^1/_3$ bis $^1/_2$ der Platte umfaßte. — Inwieweit der so gefundene Wert der minimalen Schichtdicke von 0,84 $\mu\mu$ als Molekulardurchmesser bezeichnet werden darf, hängt von theoretischen Erwägungen ab. Nehmen wir mit van der Waals an, daß das Molekularvolumen etwa $^1/_3$ des Gesamtvolumen und daß die Moleküle Kugeln sind, so folgt, da $\sigma = \sqrt[3]{\frac{A}{\pi}} \cdot d$, $\sigma = 0{,}74\ \mu\mu$. Andere Annahmen geben nur wenig davon verschiedene Werte.

Tabelle der minimalen Schichtdicke.

I.

Autor	Dicke in $\mu\mu$	Bemerkungen
Faraday	70—100	Wägung von Goldblatt.
Warburg u. Ihmori	3	Wägung einer Wasserhaut.
Houllevigne	30	Wägung v. kathodisch zerstäubtem Kupfer.
Quincke	60	Molekulare Wirkungssphäre einer Silberschicht. Dicke durch Jodieren.
Devaux	1—2	Öl auf Wasser, Wägung.
	1,2—1,7	Festes Paraffin auf Wasser, Wägung.
	0,4	*CuS* und *PbS*.
R. H. Weber	100	Ölhaut auf Wasser durch Extrapolation. Molekulare Wirkungssphäre.
Sohncke	100	Ölhaut auf Wasser vor dem Zerfall in Tropfen, durch Wägung.
K. T. Fischer	1—3	Ölhäute auf Quecksilber, durch Wägung.
Siedentopf u. Zsigmondy	6	Größe von feinverteiltem Gold in Goldrubinglas, optisch aus der Beugung durch Zählung und Gesamtwägung.
O. Wiener	0,2	Kathodisch zerstäubtes Silber, indirekt durch Interferenz.
Koenigsberger u. Müller	0,84	Bleisuperoxyd. Menge aus dem Faradayschen Gesetz.

1) Unsere photometrische Methode erlaubt das reelle Bild des photometrisch zu messenden Objekts bei der Messung wahrzunehmen. Größere Ungleichmäßigkeiten im Gesichtsfeld geben daher Ungleichheiten im Verschwinden der Savartschen Streifen und man kann daher beurteilen, ob das ganze Gesichtsfeld oder nur Teile eine Änderung zeigen.

II.

Autor	Dicke in $\mu\mu$	Bemerkungen
Reinhold u. Rücker	12 – 22	Seifenblase. Dicke optisch u. elektrisch aus dem Leitungsvermögen.
Drude	17	Seifenblase. Dicke aus optischer Formel.
Faraday	5—10	Goldblatt in Cyankali abgeätzt, Schätzung aus der Farbe.
Drude	8	Oberflächenschicht als Ursache des Elliptizitätskoeffizienten des Diamants.
Röntgen	0,5—1,8	Öl auf Wasser. Ätherprobe, Wägung.
Rayleigh	1,6	Olivenölschicht. Die Bewegung von Kampfer auf Wasser hemmt, Wägung.
Oberbeck	0,3—18	Öl auf Wasser. Schützt gegen Luftströmungen, Wägung.

III. (Grenzmengen als Schichtdicken berechnet.)

Oberbeck	3—1	Kleinste elektromotorisch wirksame Metallschichten, Menge aus dem Faradayschen Gesetz.
Bredig u. Weinmayr	0,3	Quecksilber auf Gold, katalytische Wirkung auf Wasserstoffsuperoxyd, Wägung.
Tafel	0,2	Platin auf Bleikathode, schützt vor elektrolytischen Reduktionen, Wägung.

Theoretische Werte des Molekulardurchmessers.

Stefan	1,20	Für Äther. Wied. Ann. **29**, 655. 1886. Am wenigsten hypothetische Berechnung aus Oberflächenspannung und Verdampfungswärme.
"	0,89	Ber. Wien. Akad. **68**, 2. Abtlg., 385, 1873. Kinetische Gastheorie, Diffusion.
Loschmidt	1,1	Ber. Wien. Akad. **52**, 395, 1865. Kinetische Gastheorie für CO_2.
O. E. Meyer	0,6	Kinetische Gastheorie S. 229. Diffusion bezw. Reibung. Luft.
G. Jäger	0,5	Ber. Wien. Akad. **100** (2), 1233, 1891. Kapillarität, Wasser.
van der Waals	0,4	Kontinuität des gasförmigen Zustandes, übers. v. F. Roth. Leipzig 1881. S. 109. Äther.
M. Reinganum	0,29	Ann. Phys. **10**, 342, 1903. CO_2
J. J. Thomson	0,2	Conduction of electricity through gases. p. 130. Cambridge 1903. Aus $N = 3.9 \cdot 10^{+19}$ (Versuche v Wilson) Wasserstoff.
H. A. Lorentz	0,2	Verl. K. Ak. Wets. Amsterdam. S. 787, 1902/03. Aus $N = 3{,}5 \cdot 10^{+19}$. Emissionstheorie f. Metalle bei großem λ.

Im vorstehenden sind unter I die Messungen zusammengestellt, denen wir doppeltes Gewicht beilegen, unter II die mit einfachem Gewicht; aus den unter III gegebenen lassen sich unserer Ansicht nach nur Grenzmengen, aber keine Schichtdicken berechnen.

Vorschlag zu einem europäischen meteorologischen Zentralbureau.[1])

Von René de Saussure.

(Mit 2 Tafeln.)

Mit der weiteren Entwickelung der Meteorologie drängt sich die Notwendigkeit permanenter, internationaler Institute in immer höherem Maße auf. Die Frage der Gründung eines internationalen meteorologischen Instituts ist zum ersten Male bei der meteorologischen Konferenz zu Leipzig im Jahre 1872 und dann auf dem Kongreß zu Rom erörtert worden.

Zu dieser Zeit bestand bereits das „Internationale Meteorologische Komitee", und auf der meteorologischen Konferenz zu München (1891) wurde dieses Komitee beauftragt, der Frage eines internationalen Bureaus näher zu treten, das folgende Obliegenheiten hätte:

1. die Protokolle der internationalen Konferenzen drucken und verteilen zu lassen,
2. eine beständige Korrespondenz mit den einzelnen meteorologischen Instituten zu unterhalten,
3. die Programme der meteorologischen Konferenzen und Kongresse vorzubereiten.

Dieses Bureau sollte unter die Leitung des Internationalen Komitees gestellt werden, das nur zu bestimmten Zeiten, alle 2—3 Jahre, zusammentritt.

Auf der Zusammenkunft zu Upsala im Jahre 1894 äußerte jedoch das internationale Komitee die Ansicht, daß „die Bildung eines internationalen Bureaus ihm nicht tunlich erschiene".

Der Berichterstatter Herr H. Hildebrand Hildebrandsson bemerkte, daß ein solches Bureau keineswegs die Arbeiten der Institute oder Observatorien der einzelnen Länder leiten oder einen Anteil daran nehmen dürfte und daß andererseits dieses Bureau nicht nur für die Verwaltungsgeschäfte bestimmt sein dürfe.

Vor allem wegen des Widerspruchs, der zwischen diesen beiden Gesichtspunkten zu bestehen scheint, ließ man das Projekt eines internationalen Bureaus fallen, oder vertagte es wenigstens unbegrenzt; das Projekt figuriert nämlich nicht auf der Tagesordnung der augenblicklich in Innsbruck stattfindenden „internationalen meteorologischen Konferenz". Aber es bestand doch noch ein anderer Grund; dieses Projekt war nämlich zur Zeit und ist auch heute noch verfrüht.

Bevor man daran denken darf, die meteorologischen Institute über die ganze Oberfläche des Erdballs auszudehnen und einander zuzuordnen, muß man sie auf der Fläche eines Kontinents oder wenigstens eines für die Untersuchung der Lufterscheinungen genügenden Gebietes ordnen, das aber doch so klein sein muß, daß die Ergebnisse der Beobachtungen sich ein oder mehrere Male täglich in einem einzigen Zentralbureau sammeln lassen.

Der meteorologische Dienst der Vereinigten Staaten Nordamerikas bietet uns das beste Beispiel für einen derartigen Betrieb. Das „Weather Bureau" zu Washington empfängt nämlich dreimal täglich die Berichte der Zentralbureaus aller Staaten der Union und diese Berichte werden auf einer einzigen Wetterkarte zusammengestellt. Auf diese Weise entsteht eine vollkommene Einheitlichkeit der Arbeitsmethoden, der Messungseinheiten, Beobachtungsstunden und der Sendung der meteorologischen Depeschen.

In Europa hat jeder Staat seine selbständige Organisation; da aber alle europäischen Länder eine für die wissenschaftliche Untersuchung der Lufterscheinungen und die Vorausbestimmung des Wetters zu geringe Oberfläche besitzen, muß jeder Staat die Wetterkarte für ganz Europa nach den Informationen herstellen, die er von den ausländischen Instituten erhält. Es besteht also keine Einheitlichkeit, weder in den Arbeitsmethoden noch in den Meßeinheiten, noch auch in den Beobachtungsstunden, noch schließlich bei der Übersendung der Depeschen, trotz aller bereits geschlossenen internationalen Vereinbarungen und der zahlreichen von dem internationalen meteorologischen Komitee geäußerten Wünsche.

Das einzige Mittel, dieser Sachlage soweit wie möglich abzuhelfen, wäre die Gründung eines europäischen meteorologischen Zentralbureaus, das mit einer durchaus bestimmten verwaltenden und technischen Befugnis betraut werden müßte, derart, daß dieses Zentralbureau die Arbeiten der Institute der einzelnen Länder in keiner Weise leiten, sondern vielmehr unter die Leitung eines europäischen internationalen Komitees gestellt werden würde, das aus den Direktoren der Institute bestünde.

Das europäische Zentralbureau würde also beauftragt sein:

1. Was die Verwaltungsgeschäfte anbelangt, die Programme, Protokolle und Berichte der europäischen meteorologischen Konferenzen und der Jahressitzung des europäischen Komitees vorzubereiten und drucken zu lassen.
2. Was die technische Seite anbelangt, ein- oder mehrmals täglich die Wetterkarte Europas nach den telegraphischen Berichten der einzelnen nationalen Bureaus herzustellen und nach Herstellung dieser Karte sie telegraphisch an die besagten nationalen Bureaus zurückzubefördern.

1) Bericht an den Kongreß der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft, Luzern den 13. September 1905.

3. Man würde event. dem Zentralbureau ein Laboratorium zuordnen können, das mit der Kontrolle und Eichung der für die einzelnen meteorologischen Stationen Europas bestimmten Beobachtungsinstrumente betraut würde.

Man sieht leicht ein, worin die Vorteile eines derartigen Zentralbureaus für die einzelnen europäischen meteorologischen Institute und für die meteorologische Wissenschaft im allgemeinen bestehen würden.

Zu allernächst wird die Unabhängigkeit der nationalen Institute gewahrt; diese können ihre Meßeinheiten und Arbeitsmethoden beibehalten. Die einzige Frage, die das europäische meteorologische Komitee nur mit einiger Schwierigkeit wird lösen können, ist die der Einheitlichkeit der normalen Beobachtungszeiten und der Zeitpunkte für die Übermittelung der Depeschen. Es wäre nämlich sehr wünschenswert, in ganz Europa gleichzeitige Beobachtungen, sowie eine endgültige Abmachung mit den einzelnen Telegraphenbehörden zu ermöglichen.

Das Arbeitsmaß der nationalen Bureaus wird durch das Bestehen des Zentralbureaus bedeutend vermindert werden, da diese Bureaus nicht mehr selbst die Wetterkarte aufzustellen und auch nicht mehr ihren Bericht allen Nationalbureaus, sondern nur dem Zentralbureau zu übermitteln haben werden. Diese Arbeitsentlastung würde es einzelnen Nationalbureaus ermöglichen, einen oder zwei Zeichner oder Angestellte nach dem europäischen Bureau zu entsenden und auf diese Weise fast das ganze Personal des Zentralbureaus ohne Kostenerhöhung zu bilden.

Andererseits wird es bei der Vereinfachung des Depeschendienstes möglich sein, die Wetterkarte zwei- bis dreimal täglich und nicht nur einmal herzustellen.

Schließlich wird das Zentralbureau wegen der Zentralisierung der Nachrichten vollständigere Karten herstellen können. Der Maßstab der Karten wird vergrößert werden und man wird besonders die graphischen Darstellungsmethoden der Lufterscheinungen ausbilden, da diese Methoden den Vorteil haben, in allen Sprachen verständlich zu sein und dem Auge unmittelbar eine Übersicht über die Erscheinungen zu bieten.

Hierbei möchte ich bemerken, daß die von den meteorologischen Observatorien gelieferten Zahlenergebnisse (Barometer- und Thermometerstand, Richtung und Stärke des Windes etc.) als Dokumente in den Archiven der Bureaus aufbewahrt oder in den lokalen Zeitungen veröffentlicht werden sollten; es ist jedoch nicht nötig, auf der Wetterkarte diese lokalen numerischen Daten anzugeben oder auch nur die Lage der Observatorien zu bezeichnen. Die allgemeine Karte soll nur die sich aus den numerischen Daten ergebenden graphischen Zeichnungen enthalten, wie z. B. die Linienzüge der Isobaren, Isothermen etc.

Bei den jetzigen Wetterkarten gibt man auch noch die Windrichtung an den verschiedenen Beobachtungsposten mit einem Pfeil an. Diese Pfeile stellen nur lokale numerische Daten dar und geben keinen Begriff von der allgemeinen Bewegung der Atmosphäre im Augenblick der Beobachtungen.

Nicht nur die Richtung der Wetterfahne irgendeines Observatoriums muß man auf der Karte darstellen, sondern die Stromlinien der Atmosphäre, d. h. die Linien, die (durch ihre Tangente) die Richtung des Windes an einem beliebigen Punkte der Karte angeben. Der tägliche Linienzug dieser Kurven würde für die empirische Untersuchung der Gesetze von der Bildung und Fortpflanzung der Stürme und daher für die Wetterprognose sehr wichtig sein.

Man muß daher folgendes Interpolationsproblem lösen:

Wenn man die Richtung der Wetterfahne an einer gewissen Anzahl von Stationen kennt, ist die Richtung des Windes an einem beliebigen Punkte der Karte zu bestimmen. Ich habe vor einigen Jahren eine geometrische Methode angegeben, mit deren Hilfe man dieses Problem lösen kann.[1]) Es ist daher überflüssig, hier darauf zurückzukommen; da aber Herr Jean Bertrand, Mitglied der belgischen astronomischen und meteorologischen Gesellschaft in diesem Jahre einen sehr vollständigen Bericht[2]) über diese Methode in mehreren erläuternden Zeichnungen und Karten veröffentlicht hat, so habe ich ihn um die Erlaubnis ersucht, an dieser Stelle eine dieser Karten zu reproduzieren (siehe Tafel I und II). Wenn man die beiden Tafeln vergleicht, so sieht man, daß die zyklonischen und antizyklonischen Zentren graphisch bestimmt sind und sehr wohl den Punkten entsprechen, an denen das Barometer ein Minimum oder Maximum zeigt.

Das europäische Zentralbureau würde hervorragend dazu befähigt sein, alle Tage den vollständigen Linienzug der Bewegungen der Atmosphäre auf dem ganzen Kontinent zu zeichnen. Dieser Linienzug müßte auf einer speziellen Karte, die man Windkarte nennen würde, eingezeichnet werden; diese würde zwei Kurvenreihen enthalten, nämlich die Kurven der atmosphärischen Strömungen und die Linien gleicher Windstärke.

1) Archives des Sc. Phys. et Nat. — 1898 u. folgende Jahrgänge.

2) Bulletin de la Soc. belge d'Astron. et de Météor., 1905, No. 7 u. 8.

Hier bietet sich jedoch eine Schwierigkeit dar: Wie kann das Zentralbureau die Wetterkarte den einzelnen Bureaus in Berlin, London und Paris etc. schnell mitteilen?

Es ist nicht daran zu denken, die Karte per Post zu schicken; wenn man andererseits die Methode anwendet, die augenblicklich in den Vereinigten Staaten benutzt wird und die darin besteht, die Wetterkarten in konventionelle Zahlen umzuwandeln und diese Zahlen an die Bureaus der einzelnen Staaten zu telegraphieren, so verliert man den ganzen Vorteil der graphischen Methoden, die ja gerade den Zweck haben, einzelne Daten durch kontinuierliche Linienzüge zu ersetzen.

Die kürzlich von Herrn A. Korn in München erfundene Methode zur telegraphischen Wiedergabe irgendwelcher Zeichnungen oder Photographien in beliebiger Entfernung ist zur Lösung dieser Schwierigkeit wie geschaffen.

Der Sendeapparat des Herrn Korn besteht (Fig. 1) aus einem durchsichtigen Zylinder, der

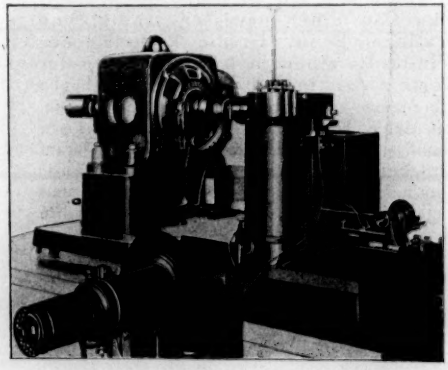


Fig. 1.

auf seine Achse aufgeschraubt wird und die wiederzugebende photographische Platte trägt. Ein festes konstantes Lichtbüschel geht senkrecht durch die Oberfläche des Zylinders und beleuchtet ein im Innern angebrachtes Stück Selen. Da der Schraubengang des Zylinders sehr klein ist, werden die einzelnen Punkte der Platte nacheinander von dem Lichtbüschel durchdrungen, das auf diese Weise um so stärker ausgelöscht wird, je undurchsichtiger der fragliche Punkt ist.

Diese Lichtveränderungen setzen sich an dem Selen in Variationen des elektrischen Widerstandes um, die ihrerseits Variationen des nach dem Empfangsapparat entsandten elektrischen Stromes erzeugen. Dieser Empfangsapparat (Fig. 2) besteht aus einer Vakuumröhre, die mit einem hochgespannten Strom

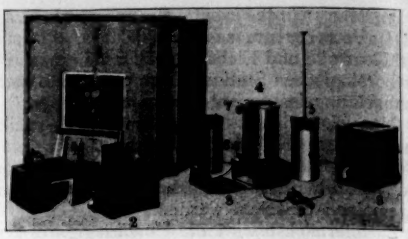


Fig. 2.

erregt wird; die Lichtstärke dieser Röhre variiert mit der Stärke des von dem Sendeapparat herrührenden Stromes. Die Vakuumröhre ist auf ihrer ganzen Oberfläche mit Siegellack überzogen, ausgenommen an einem Punkt, durch den ein Lichtbüschel hinaustritt, das senkrecht auf einen mit einer lichtempfindlichen Schicht bedeckten Zylinder fällt. In dem Maße, wie der Zylinder sich aufschraubt, wird die empfindliche Schicht mehr oder weniger je nach der Intensität des Lichtbüschels beeinflußt, so daß man schließlich ein Photogramm erhält, das mit dem des Sendeapparates identisch ist. Ein Photogramm von 9×16 cm kann in einer Entfernung von mehreren Tausenden Kilometern in zehn Minuten reproduziert werden (Fig. 3).

Fig. 3.

Es wird sicherlich glücken, die Reproduktionszeit weiter zu verringern, und da man mehrere Empfangsapparate mit einem einzigen Sendeapparat verbinden kann, so wird das europäische Zentralbureau in einigen Minuten die Wetterkarte gleichzeitig an alle Nationalbureaus telegraphieren können, so kompliziert die Karte auch sein möge.

Welcher Art nun das zur telegraphischen Übermittelung der Karte des Zentralbureaus an die einzelnen nationalen Bureaus angenommene Verfahren auch sein mag[1]), so wird

1) Es gibt ja auch noch andere Methoden zur telegra-

es sich doch stets als sehr schwierig erweisen, es in Europa durchzusetzen, daß die hauptsächlichen Telegraphenlinien täglich zu bestimmten Stunden den meteorologischen Instituten zur Verfügung gestellt werden, wie dies in den Vereinigten Staaten der Fall ist. Die Schaffung eines Zentralbureaus würde es ermöglichen, mit einem Schlage alle Schwierigkeiten mit Bezug auf die Übermittelung der meteorologischen Depeschen zu lösen; es würde nämlich nicht sehr kostspielig sein, die Nationalbureaus mit dem Zentralbureau durch besondere Drähte zu verbinden, da die Depeschenkosten wegfallen würden. Schließlich würde das europäische Bureau mit der Arbeit der Rekapitulation betraut werden, bestehend in der sorgfältigen Revision und Vervollständigung der täglichen Wetterkarten, die etwas in der Eile gezeichnet werden, und ferner mit der Veröffentlichung eines Jahresatlas mit den Karten für jeden Tag des verflossenen Jahres.

* * *

Dies sind kurz zusammengefaßt die Vorteile, die die Schaffung eines europäischen meteorologischen Zentralbureaus mit sich bringen würde und die die theoretische Untersuchung der Lufterscheinungen erleichtern und es ermöglichen würden, durch eine sicherere Wetterprognose der Landwirtschaft große Dienste zu leisten. Was die Lage dieses Zentralbureaus anbelangt, so scheint uns die Schweiz zu seiner Aufnahme wie geschaffen und zwar sowohl infolge ihrer geographischen Lage im Mittelpunkt Europas als auch wegen ihrer Eigenschaft als neutraler Staat.

Zum Schluß möchte ich den Vorschlag machen, folgende Resolutionen zu fassen:

1. Die Schaffung eines meteorologischen europäischen Zentralbureaus ist wünschenswert.

2. Das beste Mittel, die Schaffung eines derartigen Bureaus zu ermöglichen, scheint in dem Zusammentritt einer meteorologischen Konferenz zu bestehen, an der die Direktoren der einzelnen nationalen meteorologischen Institute Europas [1]) teilnehmen würden.

3. Das Zentralkomitee wird beauftragt, diese Resolutionen der eidgenössischen meteorologischen Kommission zu übermitteln und event. jeden Schritt zu unterstützen, den letztere etwa bei dem Bundesrat vornehmen sollte, um den Zusammentritt der vorgeschlagenen Konferenz einzuleiten.

phischen Wiedergabe einer Zeichnung. Wenn die meteorologische Karte nur Linien enthält (z. B. Isobaren, Strömungslinien, etc.), so kann man sie vermittels des unter dem Namen Telautograph bekannten Apparates reproduzieren; wenn die Karte hingegen schattierte Stellen enthält, so dürfte der Kornsche Apparat vorzuziehen sein.

1) Oder die europäischen Mitglieder des internationalen meteorologischen Komitees.

(Aus dem Französischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 2. Oktober 1905.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 77. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU MERAN.

H. Siedentopf (Jena), Ultramikroskopische Untersuchungen über Steinsalzfärbungen.

(Mit 1 Tafel.)

Die Erfahrungen, welche die ultramikroskopische Untersuchung über die Färbung von Goldrubingläsern [1]) lieferte, ließen mich vermuten, daß auch in manchen anderen Fällen eine sichtbar zu machende Verteilung von ultramikroskopischen Metallteilchen als Hauptursache die Färbung bedinge. Die daraufhin zunächst über Mineral- und Salzfärbungen angestellten Untersuchungen bestätigten diese Annahme in weitem Umfange und ich erlaube mir im folgenden einen vorläufigen, kurzen Bericht zu geben, in welchem ich meine Resultate über die Färbung von Steinsalz, welches einen typischen Repräsentanten der gefärbten Salze bildet, zusammenstelle, während ich nähere Ausführungen über manche der hier beobachteten Erscheinungen mir für später vorbehalte.

Natürlich und künstlich gefärbtes Steinsalz. Man unterscheidet bekanntlich natürlich und künstlich gefärbtes Steinsalz. Ersteres erscheint in der Natur als mineralogische Seltenheit vorwiegend im Liegenden der oberen Salzablagerungen aus dem Ende der Zechsteinepoche. Die Farbe ist vorwiegend blau, zum Teil auch violett. F. Kreutz [1]) beschreibt jedoch auch eine große Menge anderer Farben und zwar vorzüglich aus einer größeren Anzahl Stufen von Kalusz. „Unter diesen waren dunkelberliner- und lazurblaue, lichtblau, oft auch ganz oder stellenweise violett, lavendelblau, grünlich, rötlich oder gelblich durchsichtige Stücke, sowie violett oft mit einem Stich ins Purpur oder Scharlach spielend, vom starken, einem halb-

1) H. Siedentopf und R. Zsigmondy, Annalen d. Phys., **10**, 1, 1903. Wegen der benutzten ultramikroskopischen Einrichtungen vgl. die ausführliche Beschreibung derselben aus dem Druckschriftenverzeichnis der optischen Werkstätte von Carl Zeiß in Jena.

1) F. Kreutz, Abh. Akad. Wiss. Krakau, April 1892, ferner April 1895 und März 1896.

metallisch ähnlichen Glanze, doch klar, rein blau oder grünlich, auch bräunlich durchsichtig." — Die künstliche Färbung des festen, farblosen Steinsalzes läßt sich auf mehrfache Weise durchführen. Man kann jedoch die verschiedenen Methoden in zwei Gruppen einteilen und die künstliche Färbung als eine additive oder eine subtraktive bezeichnen, je nachdem man in den festen Kristall Alkalimetall einführt oder ihm nach vorhergehender Ionisation Chlor entzieht und überschüssiges Na-Metall darin zurückläßt.

Additive Färbungen durch Alkalimetall. Die additive Färbung durch Einführung von Alkalimetall ist von Rose, Kreutz und Giesel[1]) beschrieben. Die drei Autoren sind bei ihren Experimenten von gänzlich verschiedenen Anschauungen ausgegangen. Rose[2]) beabsichtigte die Synthese von Alkalisubhalogeniden, Kreutz vermeinte das Steinsalz durch den Eisengehalt des Alkalimetalls zu färben, während Giesel auf Grund einer Vermutung von Elster und Geitel[3]) über die Natur der künstlichen subtraktiven Färbung der Alkalihalogenide zu dem Experiment der additiven Färbung geleitet wurde. Verfasser hat diese Methode wiederholt, aber nicht mit Salzpulver, das von jenen Autoren vorwiegend benutzt wurde, sondern mit größeren, vollkommen farblosen Steinsalzstücken aus einem Kristallvorrat ausgezeichneten Materials, der dem Staßfurter Lager entstammte, und welchen ich der Munifizenz des Herrn Dr. H. Hauswaldt in Magdeburg verdanke. Ich ließ mit Rücksicht auf die beabsichtigte optische Untersuchung eine größere Anzahl Stücke im Format von etwa $10 \times 5 \times 3$ mm nach den Würfelflächen sauber spalten und beschickte Röhren von Verbrennungsglas je mit etwa vier bis acht Stück hiervon. Die Röhren wurden mit der Luftpumpe in Verbindung gesetzt und unter fortgesetzter kräftiger Evakuierung längere Zeit bei etwa 600° gründlich ausgeglüht, um die Steinsalzstücke vollkommen wasserfrei zu machen. Hierauf wurde aus einem Ansatzrohr, das aus mehreren, durch Kapillaren verbundenen Glaskugeln bestand, reines metallisches Natrium oder Kalium so hineindestilliert, daß es sich in der Menge von etwa einem Kubikzentimeter in der Nähe der Steinsalzstücke mit metallisch glänzender Oberfläche abschied. Durch eine besondere Gestaltung der Röhre wurde es vermieden, daß hierbei schon die Steinsalzstücke vom Alkalidampf umspült wurden. Hierauf wurde noch einmal evakuiert, mit verdünntem Wasserstoff gefüllt und nun die eigentliche Präparatenröhre[1]) abgeschmolzen.

Die künstliche Färbung der Steinsalzkristalle mit Alkalidampf vollzieht man am vorteilhaftesten in der Weise, daß man die Präparatenröhre in einen vertikalen elektrischen Ofen von Heraeus stellt und zur Erzielung einer möglichst homogenen Färbung ungefähr eine halbe Stunde bei einer etwa 50 bis 80° unterhalb der Siedetemperatur des Alkalimetalls liegenden Temperatur erhitzt, also bei etwa 680° bei Anwendung von Natrium und bei etwa 590° bei Anwendung von Kalium. Diese Temperaturen sind deshalb ein Optimum, weil bei niederer Temperatur infolge des zu geringen Dampfdruckes die Färbung ganz merklich länger dauert und auch unvollkommener ausfällt und bei höherer Temperatur der Alkalidampf wieder aus dem Steinsalz herausdestilliert und von den Glaswänden gebunden wird, wodurch der Kristall wieder entfärbt wird. Die Temperatur ist ferner bedingt durch den Schmelzpunkt des Steinsalzes, der bei etwa 800°, und die Erweichungstemperatur des benutzten Verbrennungsglases, die bei etwa 700° liegt. Nach dem Erhitzen nimmt man die Präparatenröhre aus dem Ofen heraus und läßt sie, um ein äußerliches Verschmieren der gefärbten Steinsalzstücke mit Alkalidampf zu vermeiden, in vertikaler Stellung abkühlen, wobei sich das überschüssige Alkalimetall wieder unten im Gefäß metallisch niederschlägt. Nach dem vollständigen Erkalten zerschlägt man die Röhren vorsichtig, ohne die Kristalle zu zerbrechen, spült letztere ganz kurze Zeit in Wasser und in verdünnter Salzsäure und trocknet sie ab. Zur makroskopischen Untersuchung der Färbung, Umfärbung und Entfärbung sind die Präparate bereits fertig. Für die Zwecke der ultramikroskopischen Untersuchung muß man sie an zwei anstoßenden Flächen noch einmal sorgfältig möglichst kritzchenfrei polieren und die polierten Flächen durch aufgekittete Deckgläschen dauerhaft machen.[2])

Die einzelnen Stücke sind in der Regel gelb, braun oder grün gefärbt, zum Teil auch bereits blau. Es ist sehr merkwürdig an ihnen, daß

1) H. Rose, Pogg. Ann. **120**, 1, 1863; F. Kreutz, l. c.; F. Giesel, Ber. d. deutsch. chem. Ges. **30**, 156, 1897.

2) Richard Lorenz macht mit Recht darauf aufmerksam, daß von Rose „derartige Subhalogenide wohl angenommen, aber in keiner Weise durch Analyse oder Isolierung derselben bewiesen" sind; vgl. Monographien über angewandte Elektrochemie 21, die Elektrolyse geschmolzener Salze, Halle 1905, II. Teil, S. 58. — Auch R. Zsigmondy hat sich in ähnlichem Sinne ausgesprochen und macht im Anschluß an die Besprechung des Cassiusschen Purpurs darauf aufmerksam, daß von Chemikern der älteren Schule vielfach Körper, die heute auf Grund eingehender Kenntnis der Kolloide, ihrer Beschaffenheit und Reaktionen als kolloidale Lösungen, als Kolloidverbindungen oder kolloidale Gemenge angesehen werden, für chemische Verbindungen gehalten worden sind (vgl. Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide, G. Fischer, Jena 1905, S. 55—59).

3) Elster und Geitel, Wied. Ann. **59**, 487, 1896.

1) Solche Präparatenröhren können von der Firma C. Zeiß in Jena fertig bezogen werden. — Es sei ausdrücklich hervorgehoben, daß die so behandelten Kristalle noch vollkommen klar und optisch leer erscheinen und insbesondere nichts von einem ultramikroskopischen Spaltengefüge verraten.

2) Derartige für ultramikroskopische Untersuchung fertige Präparate sind ebenfalls von Zeiß in Jena zu beziehen.

sie durch nachträgliches Erhitzen in der freien Flamme mit steigender Temperatur blau, dann violettrot, wieder gelblich und endlich farblos werden (vgl. Giesel und Kreutz, l. c.). Die Entfärbung findet äußerst schnell in der Nähe der Siedetemperatur von Natrium bezw. Kalium statt, was schon darauf schließen läßt, daß es sich bei der Entfärbung um ein Herausdestillieren von freiem Alkalimetall handelt. Es ist charakteristisch, daß verschiedene Stücke in derselben Präparatenröhre durchaus nicht immer gleich gefärbt werden, was freilich nach der mikroskopischen Untersuchung nicht weiter auffällig erscheint. Dieselbe lehrt, worauf später noch eingegangen werden soll, daß dasselbe Stück in seinem Innern je nach seiner ultramikroskopischen Spaltenstruktur von cbμ zu cbμ verschiedene Färbungen aufweist (vgl. auch die beigefügte Farbentafel).

Subtraktive Färbungen durch Ionisation. Die subtraktive Färbung von festem[1]), farblosem Steinsalz wird bekanntlich durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen (Goldstein), mit radioaktiven Emanationen (Becquerel), ultraviolettem Licht (Goldstein) und Röntgenstrahlen (Holzknecht), sowie durch Einwirkung elektrischer Funken (Pearsall) ausgeführt. Mit Röntgenstrahlen erhält man nach langandauernder, sehr intensiver Bestrahlung nur eine äußerst schwache, lichtempfindliche, die ganze Substanz durchdringende gelbliche Färbung. Die Kathodenstrahlen färben bekanntlich nur eine dünne Oberflächenschicht, die vom Verfasser in Übereinstimmung mit früheren Angaben[2]) durch direkte mikroskopische Messung zu 0,5 bis 1 μ Dicke bestimmt wurde. Zu starke Bestrahlung mit Kathodenstrahlen erzeugt statt der meist gelben und braunen Nachfarben durch sekundäre Erhitzung blau als Erhitzungsfarbe (Goldstein). Die Radiumstrahlen erzeugen je nach Dauer und Intensität der Bestrahlung eine mit abnehmender Intensität sich auf mehrere Millimeter ins Innere des festen Kristalls erstreckende, meist braune Nachfarbe, die durch vorsichtiges Erhitzen ebenfalls in Blau übergeht. Ein ausgezeichnetes Präparat verdanke ich der Liebenswürdigkeit des Herrn Giesel.

Der trotz einiger Abweichungen in Einzelheiten im wesentlichen ähnliche Charakter aller dieser natürlichen und künstlichen Färbungen, wie auch die übereinstimmenden Farbenwandlungen durch Erwärmen und Abkühlen hat die Vermutung nahe gelegt, daß es sich hierbei um dasselbe färbende Agens handele, das in verschiedenen Modifikationen auftritt (Goldstein.[1]) Auf Grund der photoelektrischen Eigenschaften haben bereits Elster und Geitel (l. c.) es als möglich angesehen, daß bei der subtraktiven Färbung die Reduktion des Salzes bis zum freien Metall fortschreitet, das dann mit der Substanz des Salzes eine farbige, feste Lösung bildet. E. Wiedemann und G. C. Schmidt (l. c.) nehmen das Auftreten von Subchloriden an.[2]) [3])

Ultramikroskopische Untersuchungen. Die ultramikroskopischen Untersuchungen, zu denen ich mich jetzt wende, bestätigen die Annahme von dem gemeinsamen Agens und lassen es, um dies gleich vorweg zu bemerken, als wahrscheinlich erscheinen, daß es sich bei diesen Färbungen im wesentlichen um Ausscheidungen von ultramikroskopischen, meist nadel- oder blättchenförmigen, buntfarbigen, zum Teil pleochroitischen, metallischen Natrium-(bzw. Kalium-)kriställchen handelt. Im einzelnen zeigen sich folgende Ergebnisse. Bis auf die zartgelben Präparate, welche offenbar infolge zu geringer Keimgröße optisch leer[4]) erscheinen, zeigen die Präparate bei intensiver Seitenbeleuchtung den Lichtkegel. Es ergibt sich weiter, wie man aus der kleinen chromolithographischen Tafel[5]) erkennt, welche dank

1) Geschmolzenes NaCl liefert durch Elektrolyse ebenfalls meist blau gefärbte Produkte, in welchen R. Bunsen und G. Kirchhoff, Pogg. Ann. **113**, 345, 1861, Subchloride vermuteten. Nach L. Stockem, Ztschr. f. angew. Chem. **17**, 431, 1904, findet jedoch hierbei eine Bildung von Chlorür nicht statt (vgl. auch Anm. 1 auf S. 864)!

2) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. **54**, 620, 1895.

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **60**, 499, 1897.

2) Ich übergehe hier die früheren Erklärungsversuche, von denen die älteren bei Kreutz (l. c.) und die moderneren bei E. Wiedemann und G. C. Schmidt (l. c.) zusammengestellt und kritisiert sind.

3) Für die geologische Erklärung des natürlich vorkommenden Steinsalzes kann vom physikalischen Standpunkte aus die Möglichkeit des Auftretens von ungeheuren radioaktiven Emanationen zur Zeit oder nach der Ausscheidung des Steinsalzes in Betracht kommen. Das Vorkommen gefärbter Lager könnte hiernach als Indikation auf das Vorhandensein von größeren Lagern dieser radioaktiven Stoffe in der Nähe dienen. Nach einer mündlichen Mitteilung des Herrn Geitel sind von ihm veranlaßte Bohrversuche in dieser Richtung im Staßfurter Bergwerke bisher nicht von Erfolg begleitet gewesen. Mit Rücksicht auf die gewaltigen geologischen Epochen (Mesozoikum, Tertiär und Quartär), welche hier in Betracht kommen, wäre freilich ein allmähliches Verschwinden dieser radioaktiven Stoffe wohl in Erwägung zu ziehen (nach einer mündlichen Mitteilung von Herrn Giesel). Ferner ist mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit der Färbung und ihre Empfindlichkeit gegen Eindringen von Feuchtigkeit wohl mit Sicherheit anzunehmen, daß ursprünglich die Lager in viel größerem Umfange und zum Teil auch in anderer Farbe als jetzt gefärbt waren (vergl. Nachtrag).

4) Ähnlich, wie z. B. das metallische Gold, auch ohne zu färben oder Licht abzubeugen, im Glase gelöst sein kann; vgl. R. Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide, Verlag von G. Fischer, Jena 1905, S. 126 und insbesondere Kapitel XVI. Amikroskopisch ist besonders die erste Nachfarbe bei Radium- und Kathodenbestrahlung von NaCl, welche aber durch Erwärmung leicht in die submikroskopische Phase übergeht (vgl. Anm. S. 859).

5) Die Zeichnungen sind mit Hilfe eines am Mikroskop angebrachten Abbeschen Zeichenapparates hergestellt. In Fig. 2 sind die rostbraunen Teilchen etwas zu rötlich ausgefallen. Sie erschienen jedoch dem Auge tatsächlich etwas rötlicher als in den anderen Präparaten, offenbar infolge Kon-

der Munifizenz der Verlagsbuchhandlung dieser Mitteilung beigefügt ist, daß die Färbung bei sämtlichen Präparaten, gleichgültig wie dieselbe erzeugt ist, nicht dilut verteilt ist, sondern daß einzelne, färbende Teilchen wie ein Pigment verteilt sind. Sie zeigen mit Rücksicht auf ihre Kleinheit beträchtlichen metallischen Glanz, der vergleichbar wird, mit dem von ultramikroskopischen Gold- und Silberteilchen.

Zu den Beobachtungen genügt Objektiv *C* und Kompensationsokular 18 von Zeiß, sowie in den meisten Fällen Bogenlicht. Für besondere, feine Untersuchungen bediente ich mich eines Apochromatobjektivs 8 mm von Zeiß, das ich für meine Zwecke besonders korrigierte. Die Beugungsscheibchen bleiben auch bei Untersuchung mit den stärksten Systemen, z. B. homogener Immersion n. Ap. 1,30, rund, was darauf schließen läßt, daß die Teilchen nach keiner Richtung hin größer als 0,4 μ sein können. Es kommen ferner gleichfarbige Teilchen in den verschiedensten Helligkeitsstufen vor, woraus zu folgern ist, daß auch hier, wie bei den Goldteilchen[1]), die Farbe nicht von der Größe der ganzen Teilchen abhängen kann.[2]) Zu absoluten Massen- oder Größenbestimmungen der Teilchen habe ich keinen einwandfreien Weg finden können. Am nächsten lagen noch Wägeversuche an Stücken, die möglichst dicht mit Alkalidampf gefüllt waren. Eine überschlägige Rechnung läßt jedoch bei Stücken von etwa 100 g kaum eine Gewichtsvermehrung von 1 mg durch die ultramikroskopischen Na-Teilchen erwarten. Auffällig sind die zweierlei Anordnungen von Teilchen, einerseits dichte, wolkenförmige Verteilungen, in denen die farbigen Teilchen einen mittleren Abstand von etwa 2 μ und weniger besitzen, und zweitens buntfarbige, kettenförmige Anordnungen auf krummen oder geraden Linien. Von letzteren verraten besonders die zahlreichen, nach dem Dodekaeder (vgl. Tafel, Fig. 3) verlaufenden, daß diese Teilchen auf unzähligen Kristallspalten sitzen, welche ohne diese Teilchen unsichtbar bleiben würden. Es ist ohne weiteres klar, daß die Spaltlinien krumm erscheinen müssen, wenn die Spalten in rechtwinkeligen Stufen zu den Würfelflächen, nach welchen das Steinsalz bekanntlich vollkommen spaltbar ist, derart absetzen, daß die Höhe dieser Stufen ultramikroskopisch wird. Als bemerkenswerte Folge ergibt sich hieraus, daß im Innern des Steinsalzkristalles eine Unzahl von freien Kanten und Ecken vorhanden sein muß.

Es ist zwar bekannt, daß das Steinsalz sehr schnell und mit viel Einschlüssen kristallisiert. Daß jedoch diese Inhomogenität der Kristallisation bis zu den kleinsten der Beobachtung zugänglichen Raumelementen sich erstrecken kann, um in den additiv gefärbten Stücken für die dichten wolkenförmigen Anordnungen des in den farblosen Kristall einwandernden Natriumdampfs Platz zu lassen, wird erst durch die ultramikroskopische Beobachtung erwiesen. Vermutlich sind an diesen Stellen von vornherein feinste Lücken bei der Ausbildung der Kristalle geblieben, in denen Reste von Mutterlauge umschlossen werden. Letztere waren jedoch vor dem Behandeln mit Na-Dampf vollkommen entfernt durch das vorhergehende bereits oben erwähnte, etwa halbstündige Ausglühen an der Luftpumpe bei ungefähr 600°, da sich die geringsten Spuren zurückbleibender Feuchtigkeit hier an dem Ausbleiben der Fluoreszenz bei der Behandlung mit Kathodenstrahlen verraten.

In der Unregelmäßigkeit der färbenden Ausscheidung liegt ein Hauptunterschied gegen die viel homogener verteilten Goldteilchen im Rubinglase. Es ist dies nicht weiter auffällig, da bei letzterem vor dem Schmelzen des Glases das Gold ziemlich homogen in der Schmelze verteilt ist, während bei den Steinsalzkristallen die Verteilung der färbenden Teilchen ganz von der ultramikroskopischen von cbμ zu cbμ variierenden Spalten- und Löcherstruktur abhängt. Es liegt die Annahme nahe, daß sich der bei der additiven Färbung hineinwandernde Na-Dampf an den unendlich vielen freien Kanten und Ecken im Innern des Steinsalzes zum größeren Teile in Form von nicht benetzenden Natriumtröpfchen niederschlägt, die bei Abkühlung unter die Schmelztemperatur des Natriums auskristallisieren. Es ist möglich, daß sich die Tröpfchen oder Kriställchen hierbei mit einer fast molekular dünnen Haut eines Chlorids oder dergleichen überziehen, welche selbst keine Eigenfarbe besitzt und wegen ihrer Dünne optisch unwirksam und durchsichtig ist. Durch Annahme einer derartigen schützenden Schicht könnte man die relative Haltbarkeit der oberflächlichen Kathodenfärbungen und die Unmöglichkeit der Entfärbung durch Einleiten von Chlor[1]) erklären. In letzterem Falle kann man freilich auch annehmen, daß die dampfförmigen Chlormoleküle gar nicht imstande sind, in den Kristall tiefer einzudringen. Darauf deutet möglicherweise

trastwirkung der vielen größeren Teilchen. Erwünscht wäre die Herstellung von Mikrophotographien nach dem Dreifarbenverfahren. Die Fülle der verschiedenen beobachteten Vorkommnisse der ultramikroskopischen Strukturen von Steinsalzfärbungen soll durch die drei Figuren der Tafeln nicht entfernt erschöpft sein.

1) H. Siedentopf und R. Zsigmondy (l. c.).

2) Die scheinbare Größe der Beugungsscheibchen gleicher Farbe variiert natürlich mit der Helligkeit der Teilchen, analog mit Sternen verschiedener Größenklassen.

1) R. Abegg, Wied. Ann. **62**, 425, 1897.

der negative Ausfall eines Versuchs, den ich anstellte, um die Kristalle statt mit Natrium mit Jod zu färben. Bei dieser Gelegenheit sei erwähnt, daß mir auch nicht gelungen ist, eine Färbung mit Quecksilber oder mit Kadmium in den oben beschriebenen Präparatenröhren zu erzielen (s. Anm. 1, S. 856 rechte Spalte). Vielleicht sind aber auch spezifische Attraktionskräfte im Spiele, die nur das Einwandern von Alkalimetall gestatten. —

Entstehen und Verschwinden der optischen Trübung. Es sei schließlich noch daran erinnert, daß die Natriumtröpfchen amikroskopisch[1]) werden müssen, sowie sie kleiner als einige $\mu\mu$ bleiben, was in den oben erwähnten optisch leeren, hellgelben Präparaten der Fall zu sein scheint. Diese Präparate können aber durch nachträgliches Erhitzen Anlauffarben (vgl. Anm. 1, S. 860 linke Spalte) zeigen, wenn hierbei die größeren Tröpfchen auf Kosten der kleineren wachsen und submikroskopisch werden. Dieses Entstehen eines optisch getrübten Zustandes aus einem optisch leeren Zustande und umgekehrt läßt sich durch folgende Betrachtung verständlich machen. Nehmen wir eine größere Anzahl von gleichartigen Teilchen mit annähernd molekularen Dimensionen an, welche in einem homogenen Medium von anderer optischer Eigenschaft so verteilt sind, daß ihre mittleren Abstände klein sind gegen die Wellenlänge. Eine das Medium durchziehende ebene Lichtwelle gibt bekanntlich zu ebensoviel sphärischen Wellen Anlaß, als Teilchen vorhanden sind. Da die Teilchen als sehr klein gegen die Wellenlänge vorausgesetzt sind, so besitzt die Rayleighsche Theorie über das an ihnen abgebeugte Licht für diesen Fall Gültigkeit. Danach ist die Amplitude der durch jedes einzelne Teilchen erregten Schwingung proportional dem Volumen desselben. Betrachten wir jetzt ein Volumenelement, das ebenfalls sehr klein sei gegen die Wellenlänge, das aber doch so groß sei, daß in ihm noch eine große Anzahl jener Teilchen enthalten sei; dann ist die Phase der durch diese Teilchen erregten Schwingungen annähernd gleich, so daß wir die einzelnen erzeugten Wellen superponieren können. Bezeichnen wir mit z die Zahl der in diesem Volumenelement enthaltenen Teilchen, so wird die Helligkeit h_z des in diesem Volumenelement abgebeugten Lichtes proportional dem Quadrat der Amplitude und der Anzahl z. Wir können also setzen

$$h_z = k \cdot v^2 \cdot z,$$

wobei k einen Proportionalitätsfaktor bezeichnet. Wir wollen jetzt annehmen, daß alle Teilchen sich in flüssiger Phase befinden (soweit die Teilchen auch in fester Phase merklichen Dampfdruck besitzen, lassen sich auch auf diese die folgenden Betrachtungen anwenden) und zwar zu einer Temperatur, bei welcher sie einen merklichen Dampfdruck besitzen; dann wird, wenn das Medium, in dem sich die flüssigen Teilchen befinden, als für dieselben permeabel vorausgesetzt wird, was bei diesen Dimensionen als zulässig erscheint, ein gegenseitiges Destillieren von einem Tröpfchen zum anderen stattfinden, derart, daß nach dem bekannten Theorem von Lord Kelvin über die Dampfspannung an gekrümmten Flüssigkeitsoberflächen die großen Tröpfchen auf Kosten der kleineren wachsen. Wir wollen jetzt den Zeitpunkt betrachten, in welchem die z-Teilchen zu einem größeren Teilchen zusammengetreten sind und die Zahl z so beschränken, daß auch das resultierende Tröpfchen noch sehr klein gegen die Wellenlänge bleibt. Machen wir weiter die im allgemeinen zulässige Annahme, daß die Substanz der kleineren Tröpfchen in der gleichen Raumerfüllung auch in den größeren Tröpfchen vorhanden ist, so wird dieses ein Volumen $v \cdot z$ einnehmen. Die Helligkeit des an diesem Teilchen abgebeugten Lichtes wird gleich

$$h = k \cdot v^2 \cdot z^2,$$

vorausgesetzt, daß die optischen Konstanten des größeren Tröpfchens dieselben geblieben sind als wie die der kleineren, aus denen es entstanden ist. Alsdann ist die Helligkeit des in dem betrachteten Volumenelement abgebeugten Lichtes gestiegen im Verhältnis der Zahl der zu einem Tröpfchen zusammengetretenen Teilchen. Es ist hierbei zu beachten, daß sich zwar die Anzahl der Teilchen in dem betrachteten kleinen, dem Auflösungsvermögen der Mikroskope unzugänglichen Volumenelement stark geändert hat, daß jedoch die Konzentration in mikroskopisch auflösbaren Räumen völlig ungeändert geblieben ist.

Das hellgelbe Steinsalz, das man durch additives Färben mit Alkalimetall und durch subtraktives Färben mit Kathoden- oder Radiumstrahlen erhalten kann, erweist sich als optisch leer. Ich nehme in demselben eine amikroskopische Verteilung von Natriummolekülen oder sehr kleinen Molekular-Aggregaten an. Bei der Erwärmung auf etwa 200° läuft dieses gelbe Steinsalz sehr prächtig blau an und zeigt einen intensiven Lichtkegel und ultramikroskopisch zahlreiche, submikroskopische, rostbraune Teilchen. Bei der Erhitzung auf etwa 550° geht die Farbe wieder in gelb über, das Steinsalz erscheint hierbei stark getrübt.

1) Je nachdem die ultramikroskopischen Teilchen sich einzeln sichtbar machen lassen oder nicht, mögen sie als submikroskopisch oder amikroskopisch bezeichnet werden. Vgl. H. Siedentopf, „Über die physikalischen Prinzipien der Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen," Berliner klinische Wochenschrift 1904, Nr. 32.

Bei kurzer Erhitzung auf etwa 600° bleibt die gelbe Farbe, es erweist sich aber das Steinsalz wieder als optisch leer. Dieser Prozeß läßt sich in demselben Stück um so öfter wiederholen, je dichter es primär gefärbt war.

Mit Rücksicht auf den oben abgeleiteten Satz über die Steigerung und Abnahme der Helligkeit des in dem ultramikroskopischen Volumenelement abgebeugten Lichtes durch Zusammentreten einer größeren Anzahl nahezu molekularer amikroskopischer Teilchen zu einem submikroskopischen und umgekehrt läßt sich das Verschwinden der optischen Trübung im gelben Steinsalz durch Auseinanderdestillieren größerer submikroskopischer Tröpfchen bei 600° zu amikroskopischen Tröpfchen zwanglos erklären.

Farbe der Einzelteilchen. Auffällig sind an sämtlichen Präparaten die zum Teil glänzenden Farben, unter denen die einzelnen ultramikroskopischen Teilchen im abgebeugten Lichte auftreten. Es zeigt sich durchweg, daß die Farbe im Spektrum fehlt oder gegen die übrigen ganz merklich geschwächt ist, welche das ganze Stück im durchfallenden Lichte zeigt, da eben die Beugung des Lichtes an den einzelnen Teilchen als Absorption wirkt. Entsprechend der größten Häufigkeit von blauem, natürlichem und künstlichem Steinsalz erscheinen die meisten Teilchen von rostbrauner Farbe (vgl. Tafel, Fig. 1 u. 3), analog den rostbraunen Goldteilchen, welche das Saphiringlas blau färben. Bei der Abkühlung erhitzter Präparate bemerkt man häufig einen Umschlag der rostbraunen Farbe der Natriumteilchen in eine grüne Farbe, ohne daß dabei eine Veränderung der freien Teilchenzahl zu beobachten wäre (vgl. Tafel, Fig. 2); letztere färben für sich rot und in Gemeinschaft mit rostbraunen Teilchen violett. Die Farbenänderung von Rostbraun in Grün ist zum Teil reversibel. Entsprechende Farbenänderungen[1]) im durchfallenden Lichte lassen sich makroskopisch sehr leicht an künstlich mit Na-Dampf dicht gefärbten Stücken durch einseitige Erwärmung mit dem Bunsenbrenner mit Hilfe der Projektion demonstrieren. — Es kommen aber nicht bloß rostbraune und grüne Beugungsscheibchen vor, sondern ebensowohl auch, wenn auch in geringerer Anzahl, gelbe, blaue, rote und violette, die zum Teil durch Erwärmen und Abkühlen reversibel ineinander übergeführt werden können. Es erscheinen gelegentlich auch farblose oder schwach bläuliche Teilchen (vgl. Tafel, Fig. 3), wenn in den Präparaten eine Auslaugung eingetreten ist. Es ist anzunehmen, daß die Metallteilchen hierbei allmählich vollständig in farbloses $NaOH$ umgewandelt werden.

Bei spektraler Zerlegung der vorwiegend auftretenden rostbraunen Farben erkennt man ein kontinuierliches Spektrum von 500 bis 680 $\mu\mu$. Die Hauptintensität scheint sehr wenig von der D-Linie nach dem roten Ende hin verschoben zu sein. Aber es ist charakteristisch, daß absolut keine scharf hervortretende Absorption bei der D-Linie vorhanden ist. Es scheint also die reine Eigenschwingung des einzelnen *Na*-Atoms durch die Beeinflussung der größeren Zahl von *Na*-Atomen, welche in den einzelnen submikroskopischen Teilchen enthalten sind, nach beiden Seiten des Spektrums hin diffus verbreitert zu sein. Inwieweit bei den andersfarbigen Teilchen die Verschiebung des Absorptionsmaximums nach dem grünen oder roten Ende des Spektrums durch Annäherung oder Entfernung innerhalb der einzelnen Gruppen in den Teilchen zurückzuführen ist, bleibt weiteren Beobachtungen und Messungen, insbesondere bei höheren Temperaturen[1]) vorbehalten (vgl. auch weiter unten). — Bemerkenswert ist, daß im ultravioletten Teile des Spektrums bis zu 220 $\mu\mu$ hin keine auffällige Absorptionsbande im natürlich oder irgendwie künstlich gefärbten Steinsalz aufzufinden ist, wie aus einer größeren Anzahl von Spektrogrammen hervorgeht, welche Herr Dr. Henker mit Hilfe des großen Spektrographen für ultraviolettes Licht der Firma Zeiß anzufertigen die Freundlichkeit hatte.[2])

Pseudofluoreszenz. Bei mit *Na*-Dampf intensiv gefärbten Stücken bemerkt man deutlich das Phänomen des Pseudopleochroismus oder der Pseudofluoreszenz. Hierunter verstehe ich die bei gewissen Körpern, welche den Tyndallschen Lichtkegel zeigen, bekannte Erscheinung, auf schwarzem Hintergrunde (im auffallenden Lichte) eine andere Farbe zu zeigen, als auf weißem Untergrunde (im durchfallenden Lichte), wenn die Erscheinung darauf beruht, daß in ersterem Falle die Farbe des Körpers durch das von den einzelnen ultramikroskopischen Teilchen abgebeugte Licht sichtbar wird, während auf weißem

1) Die durchgreifende Analogie mit den Anlauffarben bei Goldrubin-, Silber- usw. Gläsern wird hierbei offensichtlich. Es ist jedoch bemerkenswert, daß die Skala der auftretenden Farben bei den Alkalimetallen eine viel reichere ist. Es gelingt manchmal, die Farben des ganzen Spektrums auf einem Stück anlaufen zu lassen (vgl. auch Giesel, l. c.).

1) Die hierzu nötigen besonderen Apparate sind in der optischen Werkstätte von Zeiß in Vorbereitung. — Zur theoretischen Behandlung vgl. die von M. Planck (Ann. d. Phys. 1, 92, 1900 und Ber. Berl. Akad. 1902, 1. Mai) entwickelte Dispersionstheorie in isotropen Nichtleitern. Ferner Drude, Wied. Ann. **48**, 536, 1893 und H. A. Lorentz, La théorie electromagnétique de Maxwell, Leiden 1892.

2) Wenn die Teilchen aus reinem Natrium bestehen, so folgt hieraus, daß letzteres für Ultraviolett in dünnen Schichten durchlässig ist, was sich an dünnen Häuten von *Na*, die nach dem Woodschen Verfahren, aber in Kölbchen aus geschmolzenem Quarz, hergestellt werden können, leicht prüfen ließe.

Hintergrunde oder im durchfallenden Lichte das Präparat in derjenigen Farbe erscheint, welche nicht von den ultramikroskopischen Teilchen abgebeugt wird. Besonders geeignete Beispiele bieten hierfür ferner das blaue Saphiringlas und das gelbe Silberglas. Je nachdem der Untergrund hell oder dunkel ist, erscheint das erstere blau oder rostbraun, das letztere blauviolett oder gelb. Diese Erscheinung ist irrtümlich sehr oft als Fluoreszenz oder Irisieren gedeutet worden. Sie ist jedoch im allgemeinen, d. h. bei isotropen Körpern, sehr leicht mit Hilfe eines Analysators von Fluoreszenz zu unterscheiden. Daß natürliches blaues Steinsalz im allgemeinen diese Erscheinung nicht zeigt, liegt daran, daß es die färbenden Teilchen in merklich geringerer Zahl und Größe enthält als die künstlich intensiv gefärbten. Es verliert somit ein Unterschied seine Bedeutung, der von Kreutz und Giesel (l. c.) auf Grund dieser als wahre Fluoreszenz aufgefaßten Erscheinung zwischen natürlich und künstlich blau gefärbtem Steinsalz konstruiert wurde.

Resonanz. Das gefärbte Steinsalz gehört nach obigem zu denjenigen Körpern, die submikroskopische Teilchen sehr verschiedener Farbe enthalten, wie z. B. Gold-, Silber-, Kupfergläser, kolloidale Metallösungen u. a. Diese Einzelteilchen behalten ihre Farbe nicht konstant, sondern können sie beim Erwärmen (Steinsalz), bei Belichtung (Hyrgol), Elektrolytzusatz (rote kolloidale Goldlösung) usw. verändern. Da die Teilchen jedenfalls nach allen Dimensionen ultramikroskopisch sind, kann die Ursache der Färbung nicht auf bekannte Interferenz- oder Beugungsphänomene zurückgeführt werden. Es ist ferner für sie besonders charakteristisch, daß ein und dasselbe Teilchen seine Farbe, d. h. also die Farbe des an ihm abgebeugten Lichtes, nicht merklich ändert, wenn es gegen die beleuchtenden Strahlen irgendwie anders gestellt wird. Die bloße Annahme einer rein molekularen Resonanz ist nicht ausreichend, die Fülle der verschiedenen Farben und reversiblen wie irreversiblen Farbenänderungen, deren die Farbteilchen im Steinsalz in so hohem Maße fähig sind, zu erklären. Es bleibt wohl nur die Annahme, daß ein solches Teilchen in Gruppen zu schwingen vermag, die eine größere Anzahl Moleküle enthalten (Literatur Anm. 1, S. 860 rechte Spalte). Diese Annahme ist vor kurzem von F. Kirchner und R. Zsigmondy[1]) für die Ursache der Farbenänderung von Goldgelatinepräparaten mit einigem Erfolg herangezogen worden. In der gleichen Weise erklärt schon R. W. Wood[1]) die glänzenden Farben und Farbenänderungen an dünnen Häuten von Alkalimetallen, die durch Destillation im Vakuum hergestellt werden. Besonders letztere Erscheinungen berühren sich mit den vorstehend beschriebenen sehr nahe. Daß schließlich die Teilchen keinesfalls etwa nahezu kugelförmig[2]) sind, ergibt sich aus folgenden Beobachtungen des Polarisationszustandes.

Polarisation der Farbteilchen. Im allgemeinen liegt die Polarisation des von ultramikroskopischen Teilchen abgebeugten Lichtes parallel der Hauptbeugungsebene, d. h. parallel derjenigen Ebene, welche durch die Hauptachse der beleuchtenden und in das Beobachtungsmikroskop abgebeugten Strahlen gelegt wird, in Übereinstimmung mit der bekannten Theorie von Rayleigh. Die Polarisation ist dabei um so vollständiger linear, je kleiner die betreffenden Teilchen sind. Diese Theorie gilt unter der Annahme von Körpern, welche nach jeder Dimension hin sehr klein gegen die Wellenlänge sind. Nähern sich aber eine oder zwei Dimensionen der ultramikroskopischen Teilchen der Größe der Wellenlänge, z. B. bei nadel- oder blättchenförmigen Teilchen, so daß sie zwar noch merklich kleiner bleiben als diese, nicht aber mehr dagegen zu vernachlässigen sind, so muß eine andere Polarisation stattfinden, die sich richtet nach der Stellung der Längsrichtung der Teilchen gegen die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes. Es folgt dies aus Versuchen über die Polarisation des Lichtes an engen Spalten und submikroskopischen Gittern von Fizeau, Kundt, du Bois und Rubens, Ambronn und Braun.[3]) Es ist zu bemerken, daß die Versuche dieser Autoren mit Spalten oder Gittern angestellt sind, deren Länge weit größer als die Wellenlänge des benutzten Lichtes war, während die Breite natürlich kleiner als diese blieb. In unserem Falle dagegen ist bereits die längste der in Betracht kommenden Dimensionen kleiner als diese. Sie ist offenbar äquivalent der Richtung der Spaltbreite anzusetzen, wenn wir annehmen, daß z. B. bei nadelförmigen Teilchen die beiden anderen merklich kleineren Dimensionen im Sinne der Rayleighschen Theorie normal auf die Polarisation wirken. Ist diese Annahme richtig, so würde die Regel obiger Autoren in Anwen-

1) F. Kirchner und R. Zsigmondy, Ann. d. Phys **15**, 573, 1904 und R. Zsigmondy, Zur Erkenntnis der Kolloide, Verlag von Gust. Fischer, Jena 1905, S. 113ff.

1) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **3**, 396, 1902. A suspected case of the electrical resonance of minut metal particles for Lightwaves. A new Type of Absorption.

2) Mit Rücksicht auf Einwendungen von F. Pockels (diese Zeitschr. **5**, 152, 1904) gegen die Zulässigkeit der Annahme der Teilchenresonanz.

3) Fizeau, Pogg. Ann. **116**, 488, 1852. du Bois, Wied. Ann. **46**, 542, 1892; **48**, 546, 1893. du Bois und Rubens, ebenda **49**, 503, 1893. H. Ambronn, ebenda **48**, 717, 1893. A. Kundt, ebenda **27**, 59, 1886. F. Braun, Ann. d. Phys. **16**, 1 u. 238, 1905.

dung auf submikroskopische Nadeln besagen, daß diese bei Parallelstellung zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes am stärksten abbeugen. Weitere Schlüsse aus den hier vorliegenden Erscheinungen wird man freilich erst dann ziehen können, wenn wir bereits im Besitz einer auf diese besonderen Fälle durchgeführten elektromagnetischen Theorie[1]) wären, worauf bereits F. Braun (l. c.) hinweist.

Die experimentelle Untersuchung der Polarisationsverhältnisse der einzelnen Beugungsscheibchen im Steinsalz, die von den färbenden ultramikroskopischen Teilchen im Mikroskop erzeugt werden, lehrt nun, daß eine große Anzahl derselben anomal, d. h. nicht nach der Hauptbeugungsebene polarisiert ist, sondern daß viele ihr Intensitätsmaximum in irgendeinem anderen Azimut besitzen können und des weiteren, daß aus der Polarisationsrichtung eines Teilchens durchaus nicht auf die eines benachbarten geschlossen werden kann, sondern daß jedes Teilchen vollkommen unabhängig vom benachbarten, im allgemeinen anders als dieses polarisiert ist.

Die mikroskopische Beobachtung dieser Verhältnisse stellt man am besten folgendermaßen an. Man scheidet im Bilde die normal polarisierten Teilchen bequem dadurch aus, daß man die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes senkrecht zur Hauptbeugungsebene stellt. Dann sind die Teilchen, deren Polarisation der Rayleighschen Theorie entspricht, ausgelöscht. Es sind dies im allgemeinen die ziemlich homogenen wolkenförmigen Anordnungen der lichtschwächeren Teilchen. Daß nun die übrigbleibenden, anomal polarisierten Teilchen unter sich durchaus nicht gleich, sondern vielmehr nach allen möglichen Azimuten je nach ihrer zufälligen Lagerung gegen die Hauptbeugungsebene polarisiert sind, erkennt man am bequemsten, wenn man auf das Okular des Mikroskops einen rotierenden Analysator setzt. Der Antrieb desselben wird zweckmäßig durch eine Uhrfeder besorgt und die Geschwindigkeit so reguliert, daß der Analysator pro Sekunde ein bis zwei Umdrehungen macht.[2]) Es ist dann sofort evident, daß die Teilchen nicht gleichzeitig, sondern in irgendwelchem Takte ausgelöscht werden, woraus folgt, daß sie nach den verschiedensten Azimuten polarisiert sein müssen. Diese Erscheinung tritt übrigens nicht bloß bei den färbenden Teilchen des Steinsalzes auf, hier insbesondere bei den kettenförmig angeordneten, sondern durchweg auch z. B. bei den orangefarbenen Goldteilchen, welche die blaue Farbe des Saphiringlases verursachen. Die anomale Polarisation scheint, wie mich zahlreiche Versuche gelehrt haben, eine ziemlich allgemein verbreitete Eigenschaft der größeren submikroskopischen Metallteilchen zu sein. Ich will hier noch erwähnen, daß nicht bloß bei dem Arrangement ultramikroskopischer Beobachtungen, welches ich in Gemeinschaft mit R. Zsigmondy (l. c.) beschrieben habe, also bei orthogonaler Anordnung der Beleuchtungs- und Beobachtungseinrichtung diese anomale Polarisation zu konstatieren ist, sondern ebensowohl auch bei koaxialer Anordnung[1]), bei welcher ich die notwendige Dunkelfeldbeleuchtung durch geeignete Abblendung an der kleinen Frontlinse des zur Beobachtung benutzten Immersionsobjektivs realisierte. Die Präparate kamen bei dieser Beobachtungsart entweder in feinen Dünnschnitten oder direkt als Kathodenpräparate zur Anwendung.

Aus diesen Beobachtungen ergibt sich ein zwingender Schluß auf erhebliche Abweichung der Teilchen von der Form isotroper Kugeln. Denn bei orthogonaler Anordnung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung definieren diese Richtungen unter der Annahme eines isotropen, kugelförmigen Teilchens im Schnittpunkte beider eine Symmetrieebene, wenn das einfallende Licht natürliches Licht ist oder parallel bezw. senkrecht zu dieser Ebene polarisiert ist. Die Erscheinungen im mikroskopischen Bilde müssen dann notwendig dieser Symmetrie unterworfen sein, da die Abbildung durch die Mikroskoplinsen keine unsymmetrische Drehung der Polarisationsebene herbeiführen kann. Es darf also nach dieser Symmetriebetrachtung die Polarisationsebene der beobachteten Beugungsscheibchen nur parallel oder senkrecht zu dieser Symmetrieebene liegen, nicht aber unter allen möglichen Azimuten unsymmetrisch dagegen geneigt. Die Beobachtung ergibt nun aber eine solche anomale Polarisation, die auch ungeändert bleibt, wenn man mit Hilfe der Mikrometerschrauben am Mikroskoptische die Teilchen in verschiedene Stellen des Gesichtsfeldes bringt. Da sonst nichts vorhanden ist, was jene Symmetrie stören könnte, so folgt

1) Von vorliegenden Arbeiten sind zu nennen: J. J. Thomson, Recent researches in electricity and magnetism, Oxford 1893; F. Hasenöhrl, Wien. Sitzber., Nov. 1902; F. Ehrenhaft, ebenda, Juli 1905.

2) Solche ausklappbare, rotierende Analysatoren, die auf den Mikroskoptubus aufsetzbar sind, werden nach den Angaben des Verf. von Zeiß in Jena konstruiert. Sie sind auch zur Untersuchung des Dichroismus inhomogener Objekte vorteilhafter als die gebräuchlichen dichroskopischen Okulare, da bei zusammengesetzteren Strukturen das Identifizieren der nebeneinander gestellten Farbbilder in den Einzelheiten ungleich schwieriger ist, als das Nacheinander des Farbenwechsels mit Hilfe eines rotierenden Analysators.

1) H. Siedentopf, Journal of the Royal Microscopical Society, London S. 573, 1903; Berl. klin. Wochenschr., Nr. 32, 1904. Vgl. auch Druckschriften von C. Zeiß, Jena: Beschreibung der Einrichtungen zur Sichtbarmachung ultramikroskopischer Teilchen, Jena 1904.

mit absoluter Strenge, daß diese Teilchen nicht als isotrope Kugeln aufgefaßt werden dürfen. Die Annahme nun, daß eine optische Anisotropie der Teilchen allein diese Drehungen der Polarisationsebene im abgebeugten Lichte verursachen könne, halte ich für wenig überzeugend. Es würde dies auf unwahrscheinliche Annahmen über die Größe der Doppelbrechung in diesen kleinen Teilchen führen. Dagegen geben die oben erwähnten Beobachtungen über Polarisation an Spalten, die nach dem Babinetschen Theorem durch Stäbchen ersetzbar sind, eine einfache Erklärung der anomalen Polarisation durch die Annahme nadelförmiger oder blättchenförmiger Gestalt der Teilchen an die Hand. Für die theoretische Behandlung wäre eine Erweiterung der von Hasenöhrl (l. c.) gegebenen allgemeinen Formeln auf Ellipsoide in Angriff zu nehmen. Dieselbe müßte insbesondere Rechenschaft geben über die Relationen zwischen der Drehung der Polarisationsrichtungen der Beugungsscheiben als Funktion der Drehung der Polarisationsebene des einfallenden Lichtes. Ausführliche experimentelle Daten über diese Relationen beabsichtige ich gesondert von dieser Mitteilung zu veröffentlichen.

Vom kristallographischen Standpunkt aus ist die Annahme nadel- oder blättchenförmiger Natriumkriställchen im gefärbten Steinsalz besonders naheliegend, da es sich um Kristallisationen im Innern des festen Salzes parallel zu den zahllosen freien Kanten oder in Spaltklüften zwischen ebenen Flächen von meist amikroskopischem Abstande handelt.

Pleochroismus der Beugungsscheibchen. Außer der anomalen variablen Polarisation zeigen die meisten Farbteilchen im Steinsalz Farbenwechsel bei Drehung des Analysators, sie sind also pleochroitisch. Das ist unter anderem der Fall bei denjenigen submikroskopischen Teilchen, welche die blaue Farbe verursachen. Deren Beugungsscheibchen sind wesentlich, aber nicht vollständig, nach der Hauptbeugungsebene polarisiert. Ihr rostbrauner Farbenton wird rötlich, wenn man einen Analysator senkrecht zur Hauptbeugungsebene auf das Mikroskopokular setzt und mehr gelblich, wenn die Polarisationsebene des Analysators parallel zur Hauptbeugungsebene steht. Bei spektraler Zerlegung mit Hilfe des Abbeschen Spektralokulars erkennt man bei der letzteren Stellung des Analysators eine merkliche Schwächung des roten Endes des Spektrums, während bei der zur Hauptbeugungsebene gekreuzten Stellung der Polarisationsebene des Analysators das rote Ende seine Maximalintensität besitzt. Ähnliche Verhältnisse liegen auch bei den anderen Farbenteilchen vor; man kann ziemlich allgemein sagen, daß bei pleochroitischen Teilchen die anomale Polarisation mehr die langwelligen Farben betrifft.[1]) Mit der Richtung der Teilchen kann die Erscheinung nicht zusammenhängen, da, wie wir bereits oben auseinandergesetzt haben, die Teilchen vollkommen ungeordnet liegen.

Allgemeine Struktur der Beugungsscheibchen. Die beschriebenen ultramikroskopischen Beobachtungen an den Farbenteilchen im Steinsalz führen mit Notwendigkeit dazu, für den allgemeinsten Fall den Beugungsscheibchen viel kompliziertere Eigenschaften zuzuweisen, als gemeinhin angenommen wird. Sie können nicht bloß in beliebigen Spektralfarben oder Mischfarben auftreten, sondern letztere können auch bei spektraler Zerlegung in den verschiedenen Teilen des Spektrums verschiedene zum Teile entgegengesetzte Polarisationszustände zeigen. Feinere Unterschiede können schließlich noch in der Verteilung der Polarisation innerhalb des Beugungsscheibchens selbst[2]) und in dem Intensitätsverlauf nach den Nebenbeugungsringen hin vorhanden sein. Daraus ergibt sich eine Fülle von verschiedenen Strukturen der Scheibchen. Es ist von vornherein klar, daß, ähnlich wie bei den Gittern eine Beziehung besteht zwischen der Intensitätsverteilung der Farben in den Beugungsspektren und der Struktur der Gitter, so auch hier eine Relation gelten muß zwischen der amikroskopischen Struktur der Teilchen selbst und derjenigen der zugehörigen Beugungsscheibchen. —

Zum Schluß gebe ich eine Zusammenstellung der Gründe, welche mich zu der bereits oben ausgesprochenen Annahme geführt haben, daß es sich bei den Steinsalzfärbungen im wesentlichen um Ausscheidung von ultramikroskopischen, meist nadel- oder blättchenförmigen, zum Teil pleochroitischen, metallischen Natriumkriställchen handelt, welche innerhalb des von cbμ zu cbμ variierenden ultramikroskopischen Spaltengefüges des Steinsalzes ungeordnet eingelagert sind.

Die Gründe sind:

1. Die in der Nähe der Siedetemperatur von Natrium erheblich beschleunigte Entfärbung der natürlich oder künstlich gefärbten Kristalle,

2. die vollkommene Übereinstimmung der an den einzelnen ultramikroskopischen Teilchen, welche die Färbung erzeugen, beobachteten

1) In einer früheren Abhandlung (Ann. d. Phys. **10**, 13, 1903) habe ich die merkwürdige Abbildung von Goldteilchen in Doppelscheibchen, einem roten und einem grünen, beschrieben. Eine nachträgliche Kontrolle dieser Präparate zeigte, daß das rote Scheibchen jedesmal $\perp$ zur Hauptbeugungsebene, das grüne $\parallel$ dazu polarisiert war und zwar bei einfallendem natürlichem Lichte. Auch bei sehr dicht gefärbten Steinsalzkristallen habe ich gelegentlich ähnliches beobachtet.

2) Ann. d. Phys. **10**, 12, 1903.

Farbenerscheinungen und insbesondere der Farbenveränderungen bei höheren Temperaturen mit den von R. W. Wood (l. c.) an Häuten aus reinem Natriummetall, die im Vakuum hergestellt werden, beobachteten Farben und Farbenumschlägen,

3. die halbmetallische Absorption der Teilchen, welche sich der metallischen von ultramikroskopischen Gold- und Silberteilchen nähert, und welche auf eine größere Differenz im Brechungsexponenten zwischen Teilchen und *NaCl* schließen lassen, als bei Annahme von Subchloriden zulässig wäre,

4. die Übereinstimmung der ultramikroskopischen Strukturen natürlich und künstlich gefärbter Steinsalze, sowie bei letzteren die Übereinstimmung der additiv und subtraktiv gefärbten,

5. das analoge ultramikroskopische Verhalten der Steinsalzfärbungen mit den durch kolloidale Metalle gefärbten Lösungen und Gläsern,

6. das Auftreten der gleichen ultramikroskopischen Teilchen bei den Färbungen, welche durch Elektrolyse von geschmolzenem [1]) Steinsalz entstehen,

7. daß bei Annahme von Subchloriden die unwahrscheinliche Hypothese sehr vieler Modifikationen derselben notwendig würde, die außerdem noch dieselben Farbeneigenschaften haben müßten, wie sie für Natriummetall von Wood festgestellt sind,

8. daß bei künstlich additiven Färbungen mit Kalium ebensoviele und optisch mit Na_2Cl gleiche Modifikationen von $NaKCl$ angenommen werden müßten, was ebenfalls nicht plausibel ist,

9. die photoelektrischen Eigenschaften, welche für sich allein bereits Elster und Geitel (l. c.) zu der Annahme von Natriummetall als färbendes Agens geführt hatten.

Die Gründe für das Vorhandensein einer nadel- oder blättchenförmigen Gestalt beruhen

1. auf dem Auftreten der anomalen, zum Teil von Pleochroismus begleiteten Polarisation der ultramikroskopischen Farbteilchen,

2. auf der ultramikroskopischen Ausscheidung derselben auf ebenfalls ultramikroskopischen Spalten, welche zum größten Teil von fast molekular engen Dimensionen [2]) sind.

1) Vgl. auch R. Lorenz, Zeitschr. f. anorg. Chem. **23**, 97, 1900 über Bildung von Kadmiumnebeln in Kadmiumchloridschmelzen, sowie die Monographie desselben Autors „Über Elektrolyse geschmolzener Salze", Halle 1905, II. Teil, S. 59, in welcher auch bei der Schmelze von Natrium mit Natriumchlorid lediglich Na-Metallnebelbildung ohne Chlorürbildung für vorliegend erachtet wird.

2) Schon P. Curie schließt in seiner Arbeit „Experimentaluntersuchungen über die Leitfähigkeit der Dielektrika" (Lum. electr. **28**, 221, 1888) auf Röhren oder Kanäle im Bergkristall, welche mit der kristallographischen Hauptachse parallel laufen und deren Durchmesser von der Größenordnung der Moleküle von ihm angenommen wird.

Riva, September 1905.

Nachtrag.

Im soeben erschienenen Novemberheft der Ber. d. Deutschen chem. Ges. ist S. 3615 bis 3620 eine Mitteilung von The Svedberg veröffentlicht, in welcher mitgeteilt wird, daß es durch elektrische Zerstäubung von *Na* bezw. *K* unter Ligroine usw. gelungen sei, kolloidale blaue bezw. blauviolette Lösungen dieser Alkalimetalle herzustellen. Auf Grund dieser Tatsachen spricht sich der Autor entschieden gegen die Subhaloidtheorie der Steinsalzfärbung von E. Wiedemann und G. C. Schmidt aus.

Während der Korrektur bekomme ich ferner die Arbeit von J. Elster und H. Geitel (diese Zeitschr. **6**, 733, 1905) über die Schirmwirkung des Steinsalzes gegen die allgemein auf der Erde verbreitete Becquerelstrahlung zu Gesicht. Die Autoren finden im Innern des Steinsalzlagers der Salzbergwerke zu Vienenburg und zu Hedwigsburg bei Wolfenbüttel eine verminderte Ionisierung der Luft. Diese Beobachtung läßt mich vermuten, daß jene Schirmwirkung dadurch zustande kommt, daß auch jetzt noch fortdauernd die von außen kommende, den Erdboden durchziehende Becquerelstrahlung im Innern der großen Steinsalzlager teilweise absorbiert und zur partiellen Ionisierung des *NaCl* verbraucht wird. Statt der oben (cf. Anm. 3, S. 857 rechte Spalte) vermuteten ungeheuren radioaktiven Emanationen zu einer relativ kurzen Zeit können wir daher die wahrscheinlichere Hypothese der kumulierenden Wirkung einer partiellen Aufsaugung der Becquerelstrahlung im Steinsalz während der ganzen in Betracht kommenden geologischen Zeitepoche und Verwendung dieser absorbierten Strahlung zur lokalen Ionisierung des *NaCl* als primäre Entstehungsbedingung der gefärbten Steinsalzlager aufstellen. —

Jena, November 1905.

Diskussion.

Warburg: Ich möchte nur in bezug auf die Interpretation der Bilder fragen, das erste Bild mit den vielen Färbungen war doch ein Original-Präparat, nicht ein Diapositiv, wie Sie stets sagten?

Siedentopf: Jawohl; ich habe das bei diesem ersten Bild auch, glaube ich, gesagt. Die Original-Präparate additiv gefärbter Steinsalze waren auf eine Glasplatte geklebt und wie ein Diapositiv projiziert.

Ehrenhaft: Wenn man die Theorie J. J. Thomsons von der Zerstreuung des Lichtes in unendlich kleinen metallischen Kugeln heranzieht und erweitert, indem man bedenkt, daß diese Größe der ultramikroskopischen Teilchen an die Wellenlänge des Lichtes heranreicht,

so stellt sich bei der Durchrechnung heraus, daß die Polarisations-Maxima der diffus zerstreuten Strahlen je nach Größenverhältnis der Teilchen zur Wellenlänge des Lichtes von 120° gegen kleinere Winkel zu liegen. Wenn man diese Theorie an kolloidalen Suspensionen prüft, so findet man die Polarisationsmaxima bei diesen Winkeln. — Weiter will ich noch bemerken: Wenn man in einem Ultra-Mikroskop ein winziges Teilchen, das, in einer Flüssigkeit suspendiert, sich in lebhaft vibrierender Bewegung befindet, betrachtet, dann zerstreut dieses Teilchen in allen Stellungen stets Licht gleicher Wellenlänge. Wenn dieses blättchenförmige Gestalt hat, muß das Licht verschieden gefärbt sein, je nachdem, welche Seite des Teilchens das Licht zerstreut. Die Breitseite zerstreut diffus auch längere Wellen, die Schmalseite nur kürzere. Daher glaube ich schließen zu dürfen, daß man keinen Grund hat, auf eine Gestalt des Teilchens zu schließen, sondern daß sie durchaus verschiedene Gestalt haben und regellos orientiert sind, und daß man am besten als erste Annäherung als Mittel die Kugel nimmt. Es wäre also die Theorie Thomsons, nicht die von Siedentopf-Zsigmondy herangezogene Theorie Lord Rayleighs über die Intensität des an Molekülen zerstreuten Lichtes, anzuwenden und zu erweitern. Ich habe das in einer Arbeit, die in den Mitteilungen der Wiener Akademie publiziert ist, getan.

Siedentopf: Die von Hrn. Ehrenhaft angeführte Variation der Richtung maximaler Polarisation ist etwas ganz anderes als die von mir beobachtete anomale Polarisation. Jene ist im Einklang mit der Symmetrie-Ebene, welche bei Beobachtungen mit dem ultramikroskopischen Apparate zu beachten ist, wenn man isotrope Kugeln als Objekte anwendet und mit natürlichem Licht oder mit Licht, das parallel oder senkrecht zur Hauptbeugungsebene polarisiert ist, beleuchtet. Das Auftreten der von mir beobachteten anomalen Polarisation steht nun im Widerspruch mit dieser Symmetrie-Ebene und zwingt uns daher zu der Folgerung, daß die beobachteten Teilchen absolut keine isotropen Kugeln sind, wie solche von Hrn. Ehrenhaft als wahrscheinlich hingestellt werden.

Ehrenhaft: Bei trüben Medien ist die Richtung maximaler Polarisation unter 90° gegen den einfallenden Strahl geneigt. Ferner erlaube ich mir folgendes zu bemerken: Wenn eine plan-polarisierte Welle auf eine Kugel einfällt, so zerstreut diese Kugel ihrerseits eine sphärische Welle diffus, und zwar eine, deren Richtung, Amplitude, resp. Intensitätsverteilung und Polarisationsverhältnisse von der Richtung des zerstreuten Strahles abhängen. Diese neue Welle kommt im Ultramikroskop zur Beugung, indem für sie die Objektivöffnungen als beugende Spalte wirken und zwar zur mehrfachen Beugung, wie man sich durch das Experiment überzeugen kann. Die Sache wird zu kompliziert, daß man irgendwelche theoretischen Schlüsse über die Lage der Einzelteilchen nicht mehr machen kann. Man braucht bloß folgendes Experiment zu machen: Ich habe ein größeres ultramikroskopisches Teilchen betrachtet, und das Objektiv so verstellt, daß die als Spalte wirkenden kreisförmigen Öffnungen nicht konzentrisch hintereinander waren. Das eine Teilchen entwirft dann mehrere sich nicht überdeckende Beugungsbilder, ein Beweis, daß jedes Diaphragma des Objektivs als beugende Öffnung wirkt und daß das Licht wiederholt gebeugt wird.

Siedentopf: Es ist rein aus Symmetriegründen bei dieser Anordnung unter der Voraussetzung eines kugelförmigen Teilchens und Beleuchtung mit natürlichem Licht unmöglich, daß die Polarisation des in orthogonaler Richtung abgebeugten Lichtes in allen möglichen Azimuten sollte variieren können. Hr. Ehrenhaft verwechselt die horizontale Bildebene des Mikroskops, in welcher das Azimut der „anomalen Polarisation" variiert mit der vertikalen Hauptbeugungsebene, in welcher die „Richtungen maximaler Polarisation" variiren.

Um auf den zweiten Einwand einzugehen, will ich erwähnen: Bei Flüssigkeiten habe ich niemals anomale Polarisation beobachten können, sie scheint charakteristisch zu sein für die festen Körper. Daß die Kugelform bei Flüssigkeitsteilchen wahrscheinlicher ist, wird jeder zugeben; bei kristallinischen Teilchen aber ist sie nicht wahrscheinlich.

v. Lang: Welche Gründe hat der Vortragende zu sagen, daß die Streifungen nach dem Dodekaeder gerichtet sind, und nicht nach dem Oktaeder?

Siedentopf: Die Fläche läuft schräg zur Oktaederfläche, aber normal zur Würfelfläche.

v. Lang (zeichnet): Nach den schiefen Dodekaederflächen würden die Streifen parallel den Würfelkanten sein, nach den senkrechten würden sie diagonal dazu stehen, sowie wenn die Streifung parallel der Oktaederfläche geht.

Siedentopf: Man beobachtet gelegentlich beide. Die ultramikroskopisch sichtbaren Flächen sind übrigens nicht immer durchgebildet und setzen oft ab.

v. Lang: Dieser Umstand würde für das Dodekaeder sprechen, kommt aber die nur diagonale Streifung allein vor, so geht die Streifung wahrscheinlicher nach dem Oktaeder, besonders wenn die Lamellen schief zur Beobachtungsfläche eingelagert sind. [1])

1) Nachtr. Zusatz von Siedentopf: Daß in dem Präparat, welches ich in Projektion vorführte, die blauen Streifen

Ehrenhaft: Schließlich möchte ich noch fragen, warum der Vortragende von dem an dem Teilchen abgebeugten Lichte spricht. Es ist das diffus zerstreute Licht der Teilchen, das, was der Engländer scattered light nennt, nicht aber Beugung, wie an einer scharfen Kante. Das Teilchen zerstreut das Licht in Form einer sphärischen Welle, für die das Mikroskopobjektiv als beugende Öffnung wirkt. Mit den Beugungsphänomenen um das Teilchen haben die beobachteten Vorgänge nichts zu tun.

Siedentopf: Es ist charakteristisch, daß der Sprachgebrauch in dieser Beziehung nicht feststeht. Ich habe mich davon leiten lassen, was in den Schriften von Abbe gesagt ist.[1]) Es wird dem Physiker geläufig sein, daß das Licht sich nicht bloß an scharfen Kanten beugt, sondern auch an kleinen Teilchen. Daß die eigentliche Abbildung selbst wieder ein Interferenzphänomen des abgebeugten Lichtes ist, ist natürlich selbstverständlich. Unter den deutschen Physikern ist bisher kein Unterschied anolog dem englischen zwischen scattered und diffracted light eingeführt. Man versteht allgemein unter gebeugtem Licht solches, welches vermöge der Wellennatur des Lichtes abgelenkt ist, dagegen unter zerstreutem Licht solches, das vermöge der Flächengestalt durch Brechung oder Spiegelung abgelenkt wird. Infolgedessen würde der von Ehrenhaft empfohlene Ausdruck: „diffus zerstreutes" Licht in der Bedeutung des englischen scattered light die Verwirrung eher vermehren als verkleinern.

(Nachträglicher Zusatz hierzu: Von A. Sommerfeld wird der Ausdruck: „Zerfaserung des Lichtes" in Vorschlag gebracht, womit der Verfasser sehr einverstanden ist.)

Ehrenhaft: Ich glaube, der Vorgang im Ultramikroskop hat mit der Abbeschen Beugung überhaupt nichts zu tun.

Siedentopf: Insoweit doch, als Abbe nachgewiesen hat, daß die Beugung an den kleinsten Elementen die Grenze für die Auflösung des Mikroskops bedingt.

Ehrenhaft: Ich glaube trotzdem nicht, daß es etwas damit zu tun hat.

Siedentopf: Aber jener Nachweis ist die Grundlage der mikroskopischen Optik geworden.

Bose: Ich glaube, schon die außerordentliche Deutlichkeit der beobachteten Erscheinungen ist ein Grund für die Annahme einer metallischen Ausscheidung. Wenn es sich um Subchloride handelte, würden die Unterschiede der Brechungs-Indices nicht so groß sein, wie es für eine derartige Deutlichkeit der Erscheinung notwendig ist.

Siedentopf: Sie nähert sich der metallischen Ausscheidung z. B. von Gold in Rubinglas. An und für sich ist die Helligkeit besonders der kleineren Teilchen nicht ohne weiteres charakteristisch für metallische Absorption, weil schließlich die Helligkeit mit dem Quadrat des Volumens abnimmt.[1])

Ehrenhaft: Das ist für die Helligkeit wohl nur die erste Annäherung und bezieht sich nicht auf ultramikroskopische, sondern auf im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes unendlich kleine Teilchen.

Warburg: Was wird aus dem Natrium, wenn man es bis zum Siedepunkt erhitzt?

Siedentopf: Die Färbung verschwindet wieder, und ich nehme an, daß das Natrium wieder herausdestilliert durch die vielen Spalten, auf denen es vorher hineingewandert ist. Die Spaltenstruktur ist ultramikroskopisch und möglicherweise so geformt, daß gerade nur der Alkalimetalldampf einwandert.

Warburg: Warum nur der Natriumdampf und nicht auch andere. Jedenfalls, weil Sie die Natriumteilchen sehr klein annehmen.

Siedentopf: Bei Quecksilber und Kadmium ist mir eine Färbung nicht gelungen. Die einwandernden Natriumteilchen nehme ich, weil dampfförmig, als von molekularer Größe an.

Warburg: Haben Sie es mit Lithium versucht? Das hat wohl noch kleinere Teilchen als Natrium.

Siedentopf: Es lag mir lediglich daran, noch größere Dampfmoleküle hinein zu bekommen, um eventuell einen Grenzwert für die Größe der Spalten zu bekommen. Kleinere Moleküle, nehme ich an, werden hineinwandern können.

---

nach dem Dodekaeder verlaufen, ergibt sich schon daraus, daß die Projektion überhaupt möglich war. - Der projizierende Lichtstrahl durchsetzte dieselben senkrecht zu einer Würfelfläche; die Dodekaederflächen erscheinen im Bilde dann als Diagonalen oder Parallelen zu den Würfelkanten. Färbungen auf Oktaederflächen lassen sich senkrecht zu den Würfelflächen gar nicht projizieren, da sie sich dann überdecken. Außerdem sei daran erinnert, daß das Dodekaeder die Gleitfläche vom Steinsalz ist.

1) Vergl. u. a.: E. Abbe, On the estimation of aperture in the Microscope, Journal R. Microscop. Society 2 Serie, Bd. 1, S. 415, 1881, London „. . . . . There must be (as theory shows) a continuous and nearly uniform dissipation of diffracted light over the whole hemisphere, provided the object (scilicet isolated corpuscules or threads) is very smalls (a fraction λ) . . . . . "

1) Nachtr. Zusatz von Siedentopf: Die Helligkeit variiert bei amikroskopischen Teilchen mit dem Quadrat des Volumens, bei mikroskopischen mit der Fläche nach dem bekannten Kosinusgesetz und bei submikroskopischen nach einem dazwischen liegenden Gesetz.

Karl Scheel (Charlottenburg), Ableitung von Formeln für die Sättigungsdrucke des Wasserdampfes über Wasser, Eis und verdünnter Schwefelsäure bei niedrigen Temperaturen.[1])

H. Hertz hat zur Darstellung seiner Versuche über den Druck p des gesättigten Quecksilberdampfes die Formel[2])

$$p = k_1 T^{1-\frac{s-c_v}{R/M\mathcal{J}}} e^{-\frac{k_2}{T}}$$

abgeleitet und erprobt, in welcher T die absolute Temperatur, s die spezifische Wärme des flüssigen Quecksilbers, c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen des Quecksilberdampfes, endlich $\mathcal{J}$ das mechanische Wärmeäquivalent, R die Gaskonstante und M das Molekulargewicht bedeuten. k_1 und k_2 sind Konstante, deren Werte aus den Beobachtungen zu bestimmen sind.

Die Hertzsche Formel ist auch anwendbar auf andere Dämpfe, sobald die für ihre Gültigkeit wesentliche Bedingung, daß der Dampf den Gasgesetzen folgt, erfüllt ist.

Nachdem ich bereits früher[3]) aus Beobachtungen von Regnault, Juhlin und Marvin in Verbindung mit einer Bestimmung bei 0° von Herrn M. Thiesen und mir[4]) wahrscheinlichste experimentelle Werte des Sättigungsdruckes des Wasserdampfes abgeleitet hatte, habe ich nun auf eine Anregung seitens des Herrn E. Warburg versucht, die Hertzsche Formel für Wasserdampf durch Vergleichung mit diesen wahrscheinlichsten experimentellen Werten zu erproben.

$\frac{R}{M\mathcal{J}}$ ist eine absolute Zahl, welche für Wasser den Wert 0,11 hat. Setzt man weiter $c_v = 0{,}34$, ferner s für Wasser gleich 1, für Eis gleich 0,49, so ergibt sich der Exponent von T für Wasser abgerundet zu -5, für Eis zu $-0{,}4$.

Zur Auswertung der Konstanten k_1 und k_2 habe ich für Wasser Werte bei 0° und +20°, für Eis Werte bei 0° und −20° benutzt (in der nachfolgenden Zusammenstellung fett gedruckt) und so für den Sättigungsdruck des Wasserdampfes erhalten:

über Wasser:

$$\log p = 23{,}586\,82 - 5 \cdot \log T - \frac{2933{,}45}{T}$$

über Eis:

$$\log p = 11{,}4796 - 0{,}4 \cdot \log T - \frac{2687{,}4}{T},$$

wo p den Druck in Millimeter Quecksilber bedeutet.

Wie weit durch diese Formeln der Anschluß erreicht wird, lehrt folgende Zusammenstellung:

1. Sättigungsdruck über Wasser (in mm Hg)			2. Sättigungsdruck über Eis (in mm Hg)		
Temperat. ° C	nach Beobacht. von Regnault u. Juhlin	nach obiger Formel	Temperat. ° C	nach Beobacht. von Juhlin u. Marvin	nach obiger Formel
+20	**17,406**	17,406	0	**4,579**	4,579
+10	9,179	9,161	−10	1,974	1,965
0	**4,579**	4,579	−20	**0,787**	0,787
−10	2,159	2,154	−30	0,292	0,292
−20	0,960	0,947	−40	0,104	0,100
			−50	0,034	0,031

Die Übereinstimmung der nach den Formeln berechneten mit den beobachteten Werten ist eine überraschend gute zu nennen. Den Anschluß noch dadurch zu verbessern, daß man alle Werte von p bei der Berechnung der Konstanten der Hertzschen Formel mitsprechen ließe, würde ohne Bedeutung sein, da die Abweichungen schon jetzt innerhalb der Beobachtungsfehler liegen.

Beiläufig sei bemerkt, daß sich der Sättigungsdruck des Wasserdampfes über Eis bei $T = 200^0$ oder $t = -73^0$ aus der Formel nur zu 0,0013 mm ergibt[1]); bei der Temperatur der flüssigen Luft ist der Druck weit unter jede meßbare Grenze gesunken.

Die gute Übereinstimmung der beobachteten Sättigungsdrucke des Wasserdampfes über Wasser und Eis mit der Hertzschen Formel legte den Gedanken nahe, ähnliche Rechnungen für den Sättigungsdruck des Wasserdampfes über verdünnter Schwefelsäure auszuführen.

Hierfür bot sich eine Formel dar, welche Herr F. Koláček[2]) fast gleichzeitig mit Hertz für Salzlösungen abgeleitet hatte, und welche ebenfalls auf der Gültigkeit der Gasgesetze beruht. Die Formel, welche äußerlich der Hertzschen Formel ähnlich gebaut ist, lautet

$$\frac{R}{M\mathcal{J}} \log nat \frac{p}{p_0} = -n \log nat \frac{T}{T_0} - m\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right),$$

in welcher sich die Indices auf die Temperatur 0° C beziehen. Läßt man diese Beziehung auf die Temperatur 0° fallen, so kann man unter Einführung einer Konstante k diese Gleichung auch schreiben

1) Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

2) H. Hertz, Wied. Ann. **17**, 198, 1882.

3) Karl Scheel, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 287—290, 1903.

4) M. Thiesen und Karl Scheel, Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt **3**, 71—94, 1900.

1) Nach E. W. Morley, Sill. Journ. (3) **30**, 140, 1885, lagert über konzentrierter Schwefelsäure bei Zimmertemperatur ein Wasserdampfdruck von 0,0021 mm Hg.

2) F. Koláček, Wied. Ann. **15**, 40, 1882.

$$\log \text{nat}\, p = k - \frac{n}{R[M\mathfrak{F}}\log \text{nat}\, T - \frac{m}{R[M\mathfrak{F}}\cdot\frac{1}{T}.$$

n und m sind numerische Werte, für welche die Beziehungen gelten

$$n = \frac{d}{dw}\,[c_l x + c_l w] - c_v$$

$$m = T_0\left\{\frac{d}{dw}\,[c_l x + c_l w] - c_v\right\} + \lambda_0,$$

worin wiederum c_v die spezifische Wärme des Wasserdampfes bei konstantem Volumen bedeutet.. Ferner bezeichnen x und w die in der Lösung enthaltenen Mengen gelöster Substanz und Wasser, c_l die spezifische Wärme der Lösung und λ_0 die Verdampfungswärme des Wassers bei 0^0 C.

Die Unsicherheit in der Bestimmung der Änderung der spezifischen Wärme mit der Konzentration läßt es geboten erscheinen, von der Einsetzung dieses Wertes in die Formeln für n und m Abstand zu nehmen, jedoch die aus den beiden Formeln folgende Beziehung

$$m = T_0 \cdot n + \lambda_0$$

als gesichertere Bedingungsgleichung einzuführen und dadurch die aus den Beobachtungen zu bestimmenden Konstanten um eine zu verringern. Setzt man also $T_0 = 273$, λ_0 rund $= 600$ und geht man zugleich auf die Briggschen Logarithmen über, so wird unsere Formel, wenn man noch $0{,}4343\, k = K$ setzt

$$\log p = K - \frac{n}{R[M\mathfrak{F}}\log T$$

$$- \frac{1}{R[M\mathfrak{F}}(273\, n + 600)\,\frac{1}{T}\cdot 0{,}4343.$$

Über den Sättigungsdruck des Wasserdampfes über verdünnter Schwefelsäure liegen eine größere Zahl von Beobachtungen für verschiedene Konzentrationen von Regnault[1]) vor. Aus diesen habe ich für die vorliegenden Rechnungen als Beispiel die Konzentration $H_2SO_4 + 5H_2O$ ausgewählt und die Beobachtungen, die weiter unten hingeschrieben sind, gemäß obiger Formel nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen. Dabei ergab sich die Gleichung

$$\log p = 16{,}90367 - 2{,}80135\cdot \log T$$

$$- 2703{,}68\cdot\frac{1}{T}$$

Die folgende Zusammenstellung zeigt die gute Darstellung der Beobachtungen durch die Formel:

Temperatur ^{0} C	nach Beobacht. v. Regnault p in mm Hg	nach obiger Formel p in mm Hg	beobachtet — berechnet mm Hg
10,70	3,20	3,18	+0,02
12,53	3,58	3,59	−0,01
15,94	4,48	4,50	−0,02
21,38	6,35	6,35	0,00
24,59	7,72	7,74	−0,02
28,39	9,69	9,73	−0,04
31,49	11,64	11,67	−0,03
35,35	14,65	14,55	+0,10
14,13	4,03	3,99	+0,04
19,13	5,49	5,52	−0,03

(Eingegangen 12. November 1905.)

1) Regnault, Ann. de chim. (3) 15, 179, 1845.

Karl T. Fischer (München), Eine neue Rotations-Ölpumpe für große Fördermenge und hohes Vakuum der Siemens-Schuckertwerke.

1. An die Seite der seit Jahren nun auch in Deutschland eingebürgerten „Geryk"-Pumpe des Engländers Fleuß, in welcher Öl zur Ausfüllung des schädlichen Raumes verwendet wird, tritt ebenbürtig und in mancher Beziehung überlegen eine rotierende Ölpumpe der Pumpenabteilung der Siemens-Schuckertwerke. Da ich in unserem Institute seit einigen Jahren eine besonders große Gerykpumpe mit einem Fördervolumen von 150 Litern pro Minute bei Parallelschaltung der beiden Zylinder (das Modell „Inceptum") benutze und zu schätzen gelernt habe, so unterzog ich mit besonderem Interesse die neue Pumpe einer genaueren Prüfung und möchte über die Ergebnisse folgendes mitteilen:

2. Prinzip der Pumpe. In Figur 1 ist der Querschnitt der Pumpe, in Figur 2 der Längsschnitt der mit „Vorpumpe bezw. Hochvakuumpumpe" bezeichneten, im wesentlichen völlig gleichen Pumpe dargestellt. In dem Achsenstücke A bewegen sich in einem genau passenden Schlitze die beiden, durch Federn auseinander gehaltenen und an die Wandung angedrückten Hälften eines Schiebers m, dessen Enden, durch Öl abgedichtet, an einer im feststehenden Gußkörper ausgesparten, höchst sorgfältig ausgeschliffenen Kapsel gleiten. Rotiert die Achse im Sinne des Pfeiles, so wird, wie aus der Figur ersichtlich, die aus R_1 nach dem Raume B gelangte Luft aus dem unten befindlichen Raume B nach dem oberhalb befindlichen, mit einem Ventile V abgeschlossenen Raume befördert und tritt hinter dem Ventile V in den Raum D aus. Während der Rotation füllt sich B immer wieder von neuem aus dem mit R_1 verbundenen auszupumpenden Raume — in der Figur dem Raume C — und es kann dieser, da ein schädlicher Raum nicht existiert, bis auf denjenigen Druck leergepumpt werden, welcher der Dampfspannung des verwendeten

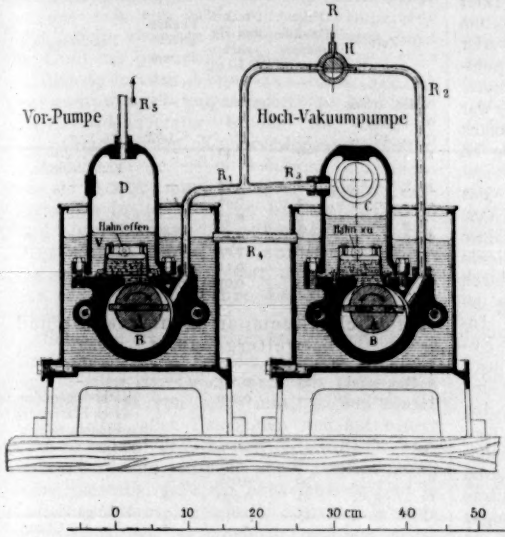


Fig. 1.

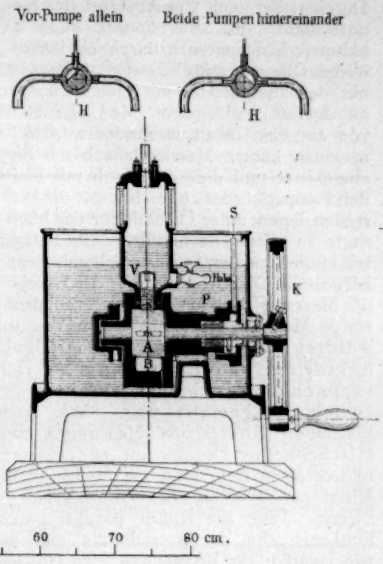
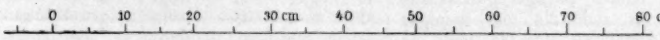


Fig. 2.



Öles entspricht, das die ganze Pumpe ausfüllt. Das Öl wird nach Abnahme des Schutzdeckels in den äußeren Kasten eingegossen und durch den „Hahn" mittels geeigneter Drehung der Pumpe in den Innenraum D bezw. C der Pumpe eingeführt. Die Achse selbst ist durch eine in Figur 2 skizzierte Stopfbüchse aus dachförmig gepreßten Beilagscheiben aus Blei abgedichtet, die Dichtung wird auf beiden Seiten durch eine Überwurf-Mutter mit radialen Bohrungen zum Einsetzen eines beigegebenen Stiftes S (Fig. 2) angezogen.

3. Erzielung des Hochvakuums. Um mit der Pumpe Drucke zu erzielen, welche niedriger sind als die Dampfspannung des Öls, wird, wie bei der „Hochvakuumpumpe" der Figur 1, der Raum C oberhalb des Ventils V mit einer anderen Pumpe, hier der „Vorpumpe" leergepumpt. Durch einen Dreiweghahn kann R_1 wodurch der auszupumpende Raum angeschlossen wird, entweder mit R_1 oder mit R_2 verbunden und so mit oder ohne Vorpumpe gearbeitet werden.

Zum Ausgleich des Öles in den äußeren Kästen dient das Rohr R_4.

4. Förderleistung bei konstantem Drucke. Mit Hilfe eines Glockengasometers von 80 Liter Inhalt wurde gefunden, daß bei beiderseits des Ventils gleichem Drucke — Atmosphärendruck — die geförderte Menge proportional der Tourenzahl ist und zwar lieferte jede der beiden Pumpen, in welchen der Raum B ca. 200 ccm faßt, bei der normalen Tourenzahl von 400 Touren pro Minute 80 Liter pro Minute; es können also mit Parallelschaltung der beiden Pumpen pro Minute normal 160 Liter pro Minute angesaugt werden. Bis zu 200 Touren pro Minute kann die Pumpe mit der Hand angetrieben werden. Zum Antrieb der Pumpen mittels Elektromotors waren 2,2—2,5 Amp. bei 110 Volt bei 400 Touren der Pumpe nötig.

Diese hohe Förderleistung ist sehr wichtig, wenn man flüssige Luft durch Erniedrigung des Siededruckes möglichst tief abkühlen will. Man erreicht in einer guten Dewarschen Flasche von 2 Liter Inhalt einen Grenzdruck von etwa 1 mm Hg und damit eine Temperatur von etwa — 225 Grad Celsius, wenn der Schmelzdruck des Sauerstoffs nach den Messungen von Estreicher[1]) zu 0,9 mm und die Schmelztemperatur zu — 227 Grad Celsius angenommen wird. Es ist dies zurzeit wohl die bequemste Art, so tiefe Temperaturen zu erreichen.

5. Vakuumleistung. a) Dieselbe wurde mit einer für Demonstrationszwecke sehr geeigneten zylindrischen Röhre von 7,2 cm innerem

1) T. Estreicher, Bulletin Internat. Crac. Acad. S. 831, 1903; Travers-Estreicher, Exp. Unters. v. Gasen S. 270.

Durchmesser und 1 m Abstand der Elektroden untersucht, und zwar konnte diese 4,0 Liter haltende Vakuumröhre durch ein kurzes 10 mm weites Glasrohr mittels Dreiweghahnes entweder mit der Pumpe oder mit einem Phosphorpentoxydgefäß und einem Mc Leod-Manometer von 200 ccm Inhalt verbunden werden. R_2 war in einen kurzen Messingflansch mit Siegellack eingekittet und dieser Flansch mit Bleiring an den Pumpenkörper angeschraubt; die Dichtungsstellen lagen unter Öl und nur das blanke Glas ragte aus dem Öle hervor. Alle übrigen Verbindungen waren aus verschmolzenem Glase hergestellt. Zur Abschätzung der Drucke diente die Messung der Dunkelräume, nachdem durch einige Meßreihen für die beim Versuch gewählten Verhältnisse — mittleres Induktorium und Luftfüllung — der Zusammenhang zwischen Dunkelraum und Druck festgestellt war. Wie nach den bekannten Ebertschen Messungen über den Hittorffschen Dunkelraum zu erwarten war, bildete diese Beziehung ein höchst praktisches Mittel zur Messung des Druckes für unseren Zweck. Eine zur Röhre parallel geschaltete Funkenstrecke erwies sich als viel weniger zweckmäßig zur Beurteilung des Druckes, da ein und dieselbe Funkenstrecke bei sehr verschiedenen Drucken ansprach, wenn diese Bruchteile von 1 mm betrugen und die Funkenstrecke nicht eigens von Induktorium und Röhre weit entfernt aufgestellt wurde.

Wurden beide Pumpen nacheinander verwendet und die Vorpumpe mit 400 Touren, die Hochvakuumpumpe mit 200 Touren vom selben Motor aus gleichzeitig angetrieben, so konnte die genannte Röhre von 4 Liter Inhalt ohne jegliches Erwärmen in 25 bis 40 Minuten auf ein Vakuum von 0,0015 mm Hg gebracht werden, wobei kräftige, in 2 m Entfernung mit dem Fluoreszenzschirm noch deutlich wahrnehmbare Röntgenstrahlen auftraten, so daß also im Laufe einer Vorlesungsstunde mit der großen Röhre sämtliche Entladungserscheinungen direkt vorgeführt werden können. Über den Gang der Druckänderung gibt die folgende Tabelle Aufschluß, die aus mehreren Versuchen das Mittel darstellt und in der gleichzeitig mit dem Druck auch die entsprechende Dunkelraumdicke und Funkenstrecke angegeben sind.

Es wäre dieses Resultat wohl noch günstiger geworden, wenn das Phosphorpentoxydgefäß — das sehr wichtig ist — zwischen Pumpe und Rohr, statt hinter der Röhre, angebracht gewesen wäre.

b) Druckgrenze. Arbeitete die Pumpe nur auf das Mc Leod-Manometer, vor welchem ein kleines Gefäß mit P_2O_5 in die Leitung eingeschmolzen war, so wurde durch die Vorpumpe allein im angeschlossenen Raume von 300 ccm

in 20 Sec. 0,27 mm Hg
„ 6 Min. 0,032 „ „
„ 17 „ **0,015** „ „

Vakuum erreicht. Einen geringeren Druck zu erzielen, war trotz längerer weiterer Tätigkeit der Pumpe nicht möglich. Es scheint dieser Druck die Dampfspannung des Öles zu sein; denn nach den Versuchen, welche Herr Nutting im Bureau of Standards in Washington mit Luftpumpenölen ausgeführt hat, ist die Dampfspannung des Standard Gas Engine Oil der Standard Oil Co., welches bei ca. 355° C siedet, 0,015 mm; das Pumpenöl der Pulsometer-Co., welches mit den Fleußpumpen geliefert wird, hatte 0,02 mm Dampfdruck und einen Siedepunkt von ca. 340 Grad C, die Dampfspannung von Transformatoröl betrug ebenfalls nur 0,015 mm Hg und andere zum Schmieren gebräuchliche Öle hatten Dampfspannungen von

Mit „Vorpumpe" allein gearbeitet:

Zeit	Dicke d. Dunkelraumes in mm	Druck in mm Hg nach Mc Leod	Funkenstrecke in mm	Bemerkungen
0 Min. 0 Sek.	—	720	—	—
0 „ 30 „	—	4,3	—	—
0 „ 40 „	—	—	<1,83	—
1 „ 55 „	—	1,40	—	Kathode ganz mit Licht bedeckt.
2 „ — „	—	1,02	—	—
— „ — „	2	0,46	—	—
— „ — „	5	0,33	—	—
4 „ — „	6	0,28	—	—
— „ — „	8	0,22	—	—
5 „ 0 „	11	0,12	—	—
7 „ 0 „	19	0,077	—	—

Auf Hochvakuumpumpe umgestellt und weitergepumpt:

— Min. — Sek.	25	0,055	—	—
11 „ — „	—	0,040	—	Kathodenstrahlen durch Fluoreszenz erkennbar, Schichtungen verschwinden.
— „ — „	30	0,036	—	—
13 „ — „	32	0,030	2	—
15 „ 0 „	45	0,015	3	Kräftige Fluoreszenz am Glase.
— „ — „	50	0,013	—	—
— „ — „	60	0,010	—	Dunkelraumgrenze verschwimmt.
17 „ — „	—	0,007	?	—
20 „ — „	—	0,0027	5	—
21 „ — „	—	—	7	Leuchten des Gasinhaltes nur ganz schwach; der Glaswand stark.
26 „ — „	—	0,0017	8	Von hier ab schreitet die Verdünnung langsam vor.
31 „ — „	—	0,0017	?	—
37 „ — „	—	0,0015	8	—
43 „ — „	—	0,0015	9	—

derselben Größenordnung, nämlich von 0,02 bis 0,04 mm Hg. Die Änderung dieser Werte erhöhte sich nur wenig mit der Temperatur und stieg zwischen Zimmertemperatur und 60 Grad nur um 2 bis 5 Proz.

Wurde von der „Vorpumpe" auf die „Hochvakuumpumpe" umgeschaltet, so sank das Mc Leod-Manometer — das zur Kontrolle mit verschiedenen Kompressionsverhältnissen gebraucht wurde — in weiteren 11 Minuten bis auf 0,00025 mm, bei einer späteren Versuchsreihe in 14 Minuten bis auf 0,00020 und einmal sogar bis auf **0,00015** mm Hg. Diese letzte Zahl dürfte somit die äußerste mit einem Aggregat von zwei Pumpen erreichbare Grenze des Druckes darstellen.

Schaltete ich nach Erreichung der höchsten Verdünnung wieder auf die „Vorpumpe" allein um, so stieg der Druck innerhalb 17 Minuten auf den Wert von 0,016 mm, so daß dieser Druck unter allen Umständen den mit einer Pumpe allein erreichbaren Grenzdruck vorstellen wird und jedenfalls die Dampfspannung selbst darstellt, falls das entweichende Gas in Luft von Atmosphärendruck austritt. Warum der Grenzdruck so erheblich niedriger wird, wenn das entweichende Gas in einem Raume von sehr geringem Drucke (0,016 mm) austritt, verdient wohl einmal eine gesonderte Untersuchung.

c) „Entgasung" des Öles. Um die höchsten Vakua zu erreichen, ist es, wie bei allen Ölpumpen, nötig, erst eine Zeitlang die Pumpe arbeiten zu lassen, damit das aus dem Öle selbst austretende Gas (Wasserdampf, Luft, Kohlenwasserstoffe?) allmählich von dem Öle losgelöst wird. Es dauert erhebliche Zeit — bis zu einigen Stunden nach frischem Einfüllen des Öles — bis das Öl der Pumpe in die Pumpe oder auch wenn man es in einem Rezipienten evakuiert, alles abgebbare Gas freigelassen hat. Ist die Entgasung des Öles erreicht, so wirkt die Pumpe außerordentlich rasch.

6. Die Temperatur der „Vorpumpe", in welcher Kompressionsarbeit geleistet wird, stieg nach 4 bis 8 Stunden kontinuierlichen Betriebes an der wärmsten Stelle des Öles nie auf mehr als 30 bis 38 Grad C, die der Hochvakuumpumpe nicht über 25 Grad, während die Zimmertemperatur ca. 16 Grad betrug. Diese außerordentlich geringe Erwärmung entspricht dem geringen Arbeitsverbrauch der Pumpe.

7. Energieverbrauch und Vergleich der Siemens-Schuckert-Pumpe mit der Gerykpumpe. Der elektrische Energiebedarf des ½pferdigen Nebenschlußmotors betrug 2,2 Amp. bei 110 Volt, wenn beide Pumpen arbeiteten (vergl. oben Abschnitt 4); bei der Untersuchung einer Pumpe auf Förderleistung verbrauchte derselbe Elektromotor 1,6 Amp. bei 110 Volt. Es bleibt also der Energieverbrauch unter ¼ PS. In diesem guten Nutzeffekt liegt einer der Vorzüge der neuen Pumpe gegenüber der Gerykpumpe gleicher Förderleistung, wie wir sie im Institut besitzen. Unsere Gerykpumpe erfordert bei 150 Liter Förderleistung 5—6 Amp. bei 125 Volt.

Ein ganz bedeutender Vorteil der neuen Pumpe liegt in ihrem geringen Gewicht und der leichten Transportiermöglichkeit. Während unsere Gerykpumpe („Inceptum") 13 Zentner wiegt und natürlich im Institute fest aufgestellt bleiben muß, wiegt die Siemens-Schuckert-Pumpe nur 45—50 kg, also das Aggregat von zweien höchstens 100 kg. Die äußeren Abmessungen der letzteren sind 350 × 250 × 270 mm. Die Kosten für eine Pumpe betragen nach der Liste 320 Mark, also für ein Aggregat 640 Mark, während die der Gerykpumpe unseres Instituts 1480 Mark ausmachten.

Es wird somit, abgesehen von anderen Zwecken im physikalischen Laboratorium, die neue Pumpe, die sehr geräuschlos arbeitet, vor allem in den Vorlesungen, in denen rasch wirkende Luftpumpen immer wichtiger werden, eine schwer empfundene und nun leicht ausfüllbare Lücke decken.

Die Pumpen sind für Hand- und Motorbetrieb eingerichtet und werden zweckmäßig nach Anordnung der Fig. 1 auf einem längeren Brett, montiert verwendet, auf dem auch der Elektromotor seinen Platz finden kann. Das Grundbrett auf dem die Versuchspumpen mit Motor befestigt waren, hatte 50 cm Breite und ungefähr 120 cm Länge und nahm somit auf dem Experimentiertische nicht zuviel Raum ein.

München, den 6. November 1905.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 7. November 1905.)

VORTRÄGE UND ABHANDLUNGEN VOM ERSTEN INTERNATIONALEN KONGRESS ZUM STUDIUM DER RADIOLOGIE UND IONISATION ZU LÜTTICH.

Henri Dufour (Lausanne), Bemerkungen über einige aktinoelektrische Erscheinungen.

Die Wirkung des Lichtes auf elektrisierte Körper ist zu allererst von Hallwachs studiert worden im Verfolg der Hertzschen Untersuchungen über seine Wirkung auf den elektrischen Funken. Dieser „Hallwachseffekt", wie er allgemein genannt wird, ist der Gegenstand ebenso zahlreicher wie verschiedenartiger Untersuchungen geworden; wir verweisen für die einschlägige Bibliographie auf die vollständige Veröffentlichung E. v. Schweidlers [1]) und auf die Dissertation von Waterstradt.[2])

Trotz all dieser Arbeiten bleibt noch mehr als ein Punkt dunkel, und die auseindergehenden Resultate der verschiedenen Beobachter zeigen, daß die Ursachen der Erscheinungen noch nicht vollkommen bekannt sind. Die folgenden Versuche können wohl einen Beitrag zur Vervollkommnung unserer Kenntnis dieser komplizierten Erscheinungen liefern.

Diese Versuche wurden größtenteils mit Braunschen Elektrometern ausgeführt, welche gut mittels Dielektrin[3]) isoliert waren, oder auch mit einem Elektrometer von Elster und Geitel. Die Spannung der elektrisierten Körper lag gewöhnlich oberhalb 3000 Volt. Die den Strahlungen ausgesetzten elektrisierten Körper waren: 1. amalgamiertes Zink; dasselbe ist für ultraviolettes Licht besonders empfindlich; 2. der Auerglühkörper; derselbe sendet in erhitztem Zustande komplexe Strahlung aus, welche verschieden ist von derjenigen des schwarzen Körpers; aus diesem Grunde bietet er als Strahlungsempfänger besonderes Interesse; 3. blanke oder geschwärzte Metalldrahtnetze, welche eine große Berührungsoberfläche mit der Luft bieten und daher eine ausgedehnte anhaftende Gasschicht haben; 4. verschiedene organische und phosphoreszierende Substanzen.

Als Strahlungsquellen dienten: 1. der Voltabogen, als ultraviolette Lichtquelle; 2. der Auerstrumpf und die Nernstlampe, als Quellen für ultrarote Strahlen großer Wellenlängen (Rubens) verbunden mit kurzwelliger Strahlung; 3. ein kleiner elektrischer Ofen von Heräus, welcher hauptsächlich ultrarote und rote Strahlung lieferte; 4. eine zur Rotglut erhitzte Kanonenkugel, welche während der Abkühlung strahlte; 5. verschiedene blaue Bunsenflammen, darunter solche des Mekerbrenners, welche besonders kurzwellige Strahlung aussandten und zugleich Emissionszentren korpuskularer Strahlen waren, d. h. solcher, die aus positiven und negativen Ionen gebildet sind.

Wir wollen zunächst eine allgemeine Übersicht über diese Untersuchungen geben; die Versuchsergebnisse mögen dann als Beweis und Bekräftigung zur Stütze unserer Behauptungen dienen.

Die Entladung eines negativ oder positiv elektrisierten Körpers unter dem Einfluß der von einem glühenden Körper ausgehenden Strahlung kann das Ergebnis zweier verschiedener Wirkungen sein.

1. Die Strahlung, aus Ätherschwingungen resultierend, modifiziert die Oberfläche des empfangenden Körpers, welche sich verhält wie eine empfindliche Platte unter der Einwirkung des Lichtes oder wie eine fluoreszierende Substanz unter der Wirkung äußerer Strahlung. Unter dem Einfluß violetter und ultravioletter Schwingungen, wie unter dem der Röntgenstrahlen — wie überhaupt aller Ätherschwingungen von kurzer Periode — erleiden diese Substanzen eine Oberflächenveränderung, sie senden elektrisierte Teilchen (Ionen) aus, welche einen Teil der Ladung des Körpers mit sich fortführen, aus dem sie austreten; es findet eine Aussendung korpuskularer Strahlen (rayons particulaires) [1]) von der bestrahlten Oberfläche aus statt. Diese Erscheinung ist am meisten studiert worden und erklärt die Entladung negativ elektrisierter Körper unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes, beispielsweise des Bogenlichtes.

Da diese Erscheinung von einer Oberflächenänderung begleitet ist, so tritt eine Herabminderung der Empfindlichkeit dieser Oberfläche ein, man kann sagen: eine Ermüdung, wie solche leicht an poliertem oder amalga-

1) E. v. Schweidler, Die lichtelektrischen Erscheinungen. Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1, 358, 1904.

2) Waterstradt, Über ultraviolette Strahlung. Inaug.-Diss. Rostock 1904.

3) Mit diesem Namen bezeichnen die französischen Autoren eine Mischung aus geschmolzenem Schwefel und Paraffin, welche beim Erstarren eine harte und sehr gut isolierende Masse gibt. Dieselbe ist im Gebrauch sehr bequem. Sie kann den Bernstein ersetzen, der seines hohen Preises wegen nicht überall zur Verwendung gelangen kann. Das Dielektrin kann man sich leicht selbst herstellen.

1) Wir wollen diesen bequemen Ausdruck „korpuskulare Strahlung" zur Charakterisierung aller Strahlungsarten anwenden, welche durch den Transport von (elektrisierten) Teilchen zustande kommen, wie die Kathodenstrahlen und ein Teil der Strahlungen radioaktiver Substanzen. Den Ausdruck „Schwingungsstrahlen" behalten wir uns für die Bahnen der Ätherwellen vor, welche das ultraviolette Licht und die analogen Wellen bilden.

miertem Zink zu beobachten ist. Für ultraviolettes Licht durchlässige Schirme (Quarz) kann man ohne Störung zwischen die Lichtquelle und die elektrisierte Oberfläche einschalten, man kann die Strahlung durch Linsen konzentrieren und sie an Spiegeln absorbieren, welche das ultraviolette Licht nicht absorbieren, ohne daß dadurch die Erscheinungen qualitativ verändert würden.

2. Eine zweite Art der Entladung elektrisierter Körper besteht darin, daß von der Strahlungsquelle ausgehende elektrische Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens der isolierten elektrisierten Substanz zugeführt werden.

Zu diesem Zweck muß der heiße oder leuchtende Körper eine korpuskulare Strahlung haben, d. h. er muß positive und negative Ionen aussenden, welche beim Auftreffen auf den elektrisierten Körper diesem immer Ladungen zuführen vom entgegengesetzten Vorzeichen seiner eigenen, da ja ein positiver Körper negative Ionen anzieht, und umgekehrt. Die Entladung kann in diesem Falle für positiv und für negativ elektrische Körper unter der Wirkung derselben Strahlungsquelle erfolgen, wenn diese positive und negative Ionen aussendet. Im allgemeinen entladen diese beiden Gruppen von Körpern sich nicht mit derselben Geschwindigkeit; es kommt dies daher, daß die Geschwindigkeit der von dem strahlenden Körper ausgesandten negativen und positiven Ionen nicht dieselbe ist. Gewöhnlich gehen die negativen Ionen schneller als die positiven und treffen infolgedessen auf zahlreichere elektrisierte Körper. Wir werden also unter der Wirkung strahlender Körper eine Entladung sowohl positiv als auch negativ geladener Körper haben; der bestrahlte Körper verändert sich während der Entladung nicht.

3. Verwickelte Erscheinungen ergeben sich aus der gleichzeitigen Einwirkung zweier strahlender Körper. So entlädt sich beispielsweise eine amalgamierte negativ elektrisierte Zinkplatte unter der Wirkung ultravioletten Lichtes schneller, wenn sie gleichzeitig der Strahlung des elektrischen Ofens bei Dunkelrotglut ausgesetzt wird. In diesem Falle ruft das Bogenlicht an der Oberfläche der Platte die Emission negativer Teilchen (Ionen) hervor, welche ihre Ladung mit fortnehmen; gleichzeitig gehen von der Oberfläche des Ofens mit seinen kalkhaltigen Wänden vielleicht positive Ionen aus, welche ihre Ladung entgegengesetzten Vorzeichens auf die Platte übertragen und so zu ihrer Entladung mit beitragen; die beiden Wirkungen unterstützen sich also gegenseitig.

Eine ähnliche Erscheinung tritt auf, wenn man eine positiv-elektrische Zinkplatte der gleichzeitigen Wirkung der komplexen unsichtbaren Strahlung eines Brenners, wie z. B. des Mekerbrenners, und des elektrischen Ofens aussetzt. Die Brennerflamme sendet, wie es scheint, mehr negative als positive Ionen aus, so daß die Platte, oder der elektrisierte Empfangskörper, sich schneller entlädt, wenn er positiv als wenn er negativ geladen ist. So ist beispielsweise die Entladungsgeschwindigkeit für eine Zinkplatte, ohne Bestrahlung gleich 1 gesetzt, 3,8 unter dem Einfluß der Strahlung des Mekerbrenners, wenn die Platte positiv geladen ist, und nur 1,2, wenn sie negativ geladen ist. Der gleiche Effekt tritt ein, wenn man als Empfangskörper einen Auerglühstrumpf benutzt. Ist die Entladungsgeschwindigkeit für einen negativ geladenen Auerstrumpf ohne Einwirkung der Flamme 1, so wird sie unter der Wirkung der Flamme 3,6; ist der Strumpf positiv geladen, so ändert sich die Entladungsgeschwindigkeit im Verhältnis 1 zu 4,1.

Die ultrarote Strahlung eines heißen Körpers, welche auf einen sich unter dem Einfluß anderer Strahlung entladenden Körper wirkt, bringt eine Verlangsamung der Entladung hervor. So wird beispielsweise die Entladungsgeschwindigkeit einer Zinkplatte, wenn sie unter dem Einfluß einer blauen Flamme 1 war, 0,72 unter der gleichzeitigen Einwirkung der Flamme und der Strahlung einer auf Dunkelrotglut befindlichen Eisenkugel. Dasselbe zeigt sich, wenn der strahlende heiße Körper der elektrische Ofen ist, solange seine Temperatur nicht so hoch ist, daß er sichtbare Strahlen aussendet.

Diese besondere Wirkung der Strahlung des elektrischen Ofens oder einer zur Dunkelrotglut erhitzten Kugel tritt nicht mehr auf, wenn die Lichtstrahlung des Ofens zunimmt. Sobald die Temperatur seiner Oberfläche so hoch gestiegen ist, daß er in einem schwach erhellten Raume sichtbar wird, ändert sich seine Wirkung auf elektrisierte Körper.

Diese Strahlung wirkt besonders entladend auf negativ elektrische Körper. Das kann herrühren von einer Emission positiver Ionen, welche ihre Ladung auf die negativ elektrischen Körper übertragen. Diese Wirkung ist unabhängig von der Natur der geladenen Körper; sie ist qualitativ dieselbe für amalgamiertes Zink wie für einen Auerglühstrumpf.

Was nun die Wirkung der ultraroten Strahlung anlangt, so gleicht diese derjenigen, welche eben diese Strahlung auf phosphoreszierend leuchtende Körper ausübt. Bekanntlich schwächt sie die Lumineszenz der Materie und löscht die Emission aus, wenn sie auf eine bereits leuchtende Substanz trifft. Andererseits hat sie keinen vorbeugenden Einfluß, d. h. sie hindert durch ihr vorheriges Auftreffen nicht die erregende Wirkung anderer Strahlungsarten.

Wenn indessen eine Analogie besteht zwischen der Wirkung ultraroter Strahlung auf elektrisierte und auf phosphoreszierende Körper, so ist damit noch keine genügende Erklärung des Phänomens gegeben.

Experimentelle Ergebnisse.

Wirkung des elektrischen Bogenlichtes.

Man kann leicht mit einer Quarzlinse das Bild des Lichtbogens auf den elektrischen Empfangskörper entwerfen, dessen Entladung untersucht werden soll; ebenso kann man mit Hilfe eines beispielsweise 5 mm breiten Spaltes in einem Schirm irgendein Gebiet des Lichtbogenbildes abgrenzen und dessen Wirkung auf den elektrisierten Körper bestimmen.

Bei Verwendung einer negativ geladenen amalgamierten Zinkplatte als Empfangskörpers wurde gefunden:

Dauer der Entladung von 1500 auf 1000 Volt im Dunkeln 95 Sekunden; Dauer der Entladung von 1500 auf 1000 Volt bei Bestrahlung durch das Bild des Lichtbogens 10 Sekunden.

Durch Begrenzung des Lichtbogens mittels des 5 mm breiten Spaltes wurden für die verschiedenen Gebiete des Bogens die folgenden Werte gefunden, wobei der Potentialabfall immer von 1500 auf 1000 Volt stattfand:

	Entladungsdauer in Sekunden
1. Gaszone des Bogens in unmittelbarer Berührung mit der positiven Kohle, und Rand dieser Kohle . .	22
2. Gaszone weniger breit, aber mehr Oberfläche der positiven Kohle .	32
3. Gaszone allein ohne Berührung mit der Kohle	26
4. Gaszone und Rand der negativen Kohle	36
5. Negative Kohle und ein kleines Gebiet der Gaszone	61
6. Positive Kohle allein (am Rande) ohne Gaszone	83

Der ganze Bogen bewirkt die Entladung innerhalb 8 Sekunden.

Aus diesen Zahlen folgt, daß das Licht, welches nur von einer Zone der positiven Kohle allein ohne Beteiligung der Flamme des Bogens ausgeht, nicht $^1/_{10}$ der Gesamtwirkung des Bogens hervorbringt, während eine gleichgroße Zone der Bogenflamme $^3/_{10}$ der Gesamtwirkung hervorbringt. Die Gaszone endlich unmittelbar an der Grenzfläche der positiven Kohle, d. h. dasjenige Gebiet des Bogens, dessen Temperatur am höchsten ist, bringt nahezu $^4/_{10}$ der Gesamtwirkung hervor.

Wie vorauszusehen, ist der Bogen um so wirksamer, je länger er ist, und je ausgedehnter die Gaszone zwischen den beiden Kohlen ist, wie aus folgenden Zahlen hervorgeht:

Länge des Lichtbogens in Millimetern	Dauer der Entladung von 1500 auf 1000 Volt in Sekunden
7 bis 8	8
3,5 „ 4	15
1 „ 5	25
0,3	38

Die benutzten positiven Kohlen waren 13 mm, die negativen 10,3 mm stark. Die Vergrößerung des Bildes durch die Linse war eine 3,1 fache.

Diese Wirkung des Bogenlichtes rührt von der ultravioletten Strahlung her; sie wird aufgehalten durch Schirme, welche diese Strahlung absorbieren, wie aus folgenden Zahlen ersichtlich:

	Dauer der Entladung in Sekunden
Direkte Wirkung des Lichtes . . .	4
Durch eine Paraffinschicht von 4 mm Dicke	76
„ „ Ebonitschicht von 1,3 mm Dicke	90
„ „ Glasschicht von 2,2 mm Dicke	64

Diese Wirkung beschränkt sich auf die Entladung negativ geladener Körper.

Diese Wirkung des Bogenlichtes ist vor allem abhängig von der Natur der Oberfläche des bestrahlten elektrisierten Körpers; sie ist am größten auf amalgamiertes Zink, unmerklich auf den Auerstrumpf, schwach auf ein Messingdrahtnetz, merklich auf ein Stück weißes Leinen.

Ermüdung belichteter Oberflächen.

Mit diesem Namen kann man der Kürze wegen die Eigentümlichkeit sehr empfindlicher elektrisierter Oberflächen, wie der des amalgamierten Zinks und des Aluminiums, bezeichnen, unter dem Einfluß der auf sie wirkenden Strahlung selbst an Empfindlichkeit einzubüßen, ganz unabhängig von Oxydationsvorgängen, welche mit der Zeit diese Oberflächen verändern könnten.

Die folgenden Messungen zeigen deutlich diesen Effekt. Sie wurden mit dem Elster und Geitelschen Elektrometer in folgender Weise ausgeführt.

Eine von dem Elektrometer ausgehende vertikale Stange trägt einen kleinen Messingteller, auf welchem eine Platte aus amalgamiertem Zink von 45 mm Durchmesser steht.

Die Stange und der Teller befinden sich in der Mitte des Zylinders des klassischen Apparates von Elster und Geitel zur Messung der Elektrizitätszerstreuung[1]), dergestalt, daß

1) Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity 4, 273, 1899; diese Zeitschrift 1, 11, 1899.

die Ebene der Zinkplatte 10 cm vom oberen Rande des Zylinders entfernt ist, auf welchem der Deckel ruht. Auf diesen Zylinder ist ein Pappschirm mit einem kreisrunden Loch von 6 cm Durchmesser gelegt, so daß dieses Loch von der Mitte der Zinkplatte aus unter einem Winkel von $33^0 24'$ erscheint.

Das Instrument wurde um die Mitte eines schönen Sommertages bei gleichmäßig blauem Himmel im Freien aufgestellt. Es wurde festgestellt, daß während der Dauer der Messungen die atmosphärische Polarisation, gemessen am Cornuschen Photopolarimeter, und die Intensität der Sonnenstrahlung, gemessen am Aktinometer von Crova, sich sehr wenig änderten.

Zwei identische amalgamierte Zinkplatten wurden in derselben Weise bearbeitet. Die eine derselben diente als Vergleichsplatte und wurde zwischen je zwei Versuchen in einem schwarzen Kasten verwahrt, während die andere dem Lichte ausgesetzt war. Es wurde abwechselnd mit beiden Platten die Zeit gemessen, welche erforderlich war, damit das Potential von 116 auf 99 Volt fiel. Es ergaben sich folgende Resultate:

Messungen in 1100 m Höhe im Juli und August 1905. Dauernd blauer Himmel.

Platte Nr. 1. (Vergleichsplatte); Entladungsdauer um 10^h a. m. für einen Abfall des Potentials von 116 auf 99 Volt: 4,8 Sekunden.

Platte Nr. 2; Entladungsdauer unter den gleichen Bedingungen und zur gleichen Zeit: 4,6 Sekunden.

Platte Nr. 2 wird zwei Minuten lang dem Sonnenlicht ausgesetzt; Entladungsdauer: 4 Sekunden. Sie wird weitere fünf Minuten dem Sonnenlicht ausgesetzt; Entladungsdauer: 3,8 Sekunden. Die Empfindlichkeit hat zugenommen, oder vielleicht auch die Aktivität des Lichtes.

Platte Nr. 1 (Vergleichsplatte) entlädt sich in 3,1 Sekunden, was auf eine Zunahme der Lichtintensität hinweist. Platte Nr. 2 wird 16 Minuten lang dem Sonnenlicht ausgesetzt; Entladungsdauer: 3,7 Sekunden. Die Vergleichsplatte gibt im gleichen Augenblick eine Entladungsdauer von 3,4 Sekunden.

Platte Nr. 2 wird von 11^h a. m. bis $12^h 30'$ p. m., also anderthalb Stunden lang, dem Sonnenlicht ausgesetzt; die Entladungsdauer beträgt 11,7 Sekunden, diejenige der Vergleichsplatte 3,4 Sekunden.

Wie man sieht, ist die Empfindlichkeit der Vergleichsplatte dieselbe geblieben, während diejenige der besonnten Platte auf ein Drittel ihres ursprünglichen Wertes zurückgegangen ist.

Diese Resultate werden durch die an anderen Tagen angestellten Versuche bestätigt, von denen wir hier nur eine Messungsreihe mitteilen wollen:

	Entladungsdauer in Sekunden
Ursprüngliche Empfindlichkeit einer Platte:	3,9
nach einer Insolation von 10 Minuten:	5
" " " " 10 "	6,1
" " " " 10 "	7,1
" " " " 10 "	9,0
" " " " 10 "	10,0

Die Empfindlichkeit der Oberfläche des Zinks wird also schwächer, und die Zerstreuung nimmt schon nach einer Insolation von einer halben Stunde oder einer Stunde ziemlich schnell ab. Auf diese Tatsachen haben schon Elster und Geitel bei der Beschreibung ihres Zinkkugelaktinometers hingewiesen. Bisher haben wir keine Substanz gefunden, welche sehr empfindlich für die Wirkung ultravioletten Lichtes wäre und dabei diese Empfindlichkeit unverändert behielte, so daß sie geeignet wäre, ein gutes elektrisches Aktinometer für ultraviolettes Licht abzugeben.

Wirkungen anderer Lichtquellen.

Die Strahlung des glühenden Auerbrenners oder des Nernstkörpers besteht zu einem Teil aus korpuskularer Strahlung mit einem materiellen Transport positiver und negativer Ionen, und zu einem großen Teil aus verschiedenen Ätherschwingungen vom Ultrarot bis zum Ultraviolett. Das gleiche gilt für einen Teil der Strahlung einer Bunsenflamme, wie z. B. derjenigen des Mekerbrenners oder des Auerbrenners ohne Glühstrumpf. Es folgt daraus, daß die Wirkungen dieser Lichtquellen komplexer Natur sind und scheinbar widersprechende Resultate liefern.

Die blaue Flamme eines Mekerbrenners oder diejenige eines Auerbrenners ohne Glühstrumpf entladen eine amalgamierte Zinkplatte oder einen Auerstrumpf als Empfangskörper. Die Flammenstrahlung wirkte durch eine Öffnung in einem Schirm aus dreifachem Blech; es konnten auf diese Weise also nur die Flammenstrahlen und nicht die Verbrennungsprodukte wirken.

Die Wirkung der Veränderung der umgebenden Atmosphäre infolge langen Brennens eines Intensivbrenners wie des Mekerbrenners macht sich bemerkbar, wenn man nicht des öfteren die Luft erneuert. Diese Wirkung besteht in einem langsamen Anwachsen der Leitfähigkeit. So entlud sich ein als Empfangskörper dienender Auerstrumpf von 3500 auf 3000 Volt in 168 Sekunden bei negativer und in 170 Sekunden bei positiver Ladung in Zimmerluft und ohne Belichtung am Beginn einer Versuchsreihe. Nachdem ein großer Mekerbrenner $2^1/_2$ Stunden lang gebrannt hatte, war die Entladungs-

zeit auf 100 bezw. 101 Sekunden herabgegangen. Um diese allgemeine Wirkung der Verbrennung zu vermeiden, wurde die Luft des großen Experimentierraumes häufig erneuert.

Durch Messung ergab sich, daß die Zinkplatte und der Auerstrumpf sich unter der Wirkung der Strahlung des Mekerbrenners bei positiver Ladung schneller entladen als bei negativer, wie folgendes Beispiel zeigt.

Mekerbrenner 40 cm vom elektrisierten Auerstrumpf entfernt.

Mittlere Entladungsdauer	+ 34,2 Sek.	— 47,6 Sek.
Mittlere Entladungsdauer am folgenden Tage . . .	+ 40,7 „	— 47,4 „

Bei diesen Versuchen war der als Empfangskörper dienende Auerstrumpf nicht abgebrannt. Nach dem Abbrennen erscheint seine Oberfläche empfindlicher, es ergab sich:

+ 31,5 Sekunden — 33,9 Sekunden.

Diese Geschwindigkeit der Entladung unter der Wirkung der Strahlung der blauen Flamme des Mekerbrenners ändert sich und geht zurück, wenn man in die Flamme einen Porzellantiegel einführt, der bei Erhitzung zur Rotglut rote und ultrarote Strahlung aussendet. Dies zeigen die nachfolgenden Beobachtungen.

Abgebrannter Auerstrumpf als Empfangskörper.

Wirkung der Flamme eines Mekerbrenners und eines Porzellantiegels in 40 cm Abstand. Entladung von 3500 auf 3000 Volt.

		Ladung	Entladungsdauer
mit	Tiegel	+	40,6 Sekunden
„	„	—	38,6 „
ohne	„	+	29 „
„	„	—	29 „

Diese Wirkung des Tiegels kann man zum Teil zurückführen auf die durch seine Anwesenheit in der Flamme hervorgerufene Temperaturerniedrigung.

Das Material des Auerstrumpfes, wie das des Nernstkörpers, sendet in glühendem Zustande komplexe Strahlung aus. Wir haben nun versucht, als Empfangskörper für diese Strahlung eben diese Substanzen in Gestalt eines mit dem Elektroskop verbundenen elektrisierten Auerstrumpfes zu verwenden. Unter der Wirkung der Strahlung der Nernstlampe erweist sich der Auerstrumpf, besonders wenn er abgebrannt ist, als ein sehr empfindliches Reagens. Er ist noch empfindlicher als amalgamiertes Zink, welches ihn dagegen im Ultraviolett übertrifft.

Es entlädt sich beispielsweise unter dem Einfluß einer Nernstlampe von 200 Watt in 25 cm Abstand: eine frisch polierte negativ elektrisierte Zinkplatte in 50 Sekunden; ein nicht abgebrannter Auerglühkörper in 42 Sekunden; derselbe Glühkörper nach dem Abbrennen in 23 Sekunden.

Der Vorzug des Auerstrumpfes als Reagens bei den Untersuchungen liegt darin, daß er eine konstante Empfindlichkeit behält, während diejenige des amalgamierten Zinks schnell abnimmt. Dieselben Resultate, jedoch mit längerer Entladungsdauer, enthält man bei Verwendung einer Auerlampe als Strahlungsquelle.

Gleichzeitige Wirkung zweier Strahlungen.

Wirkten auf eine empfindliche amalgamierte Zinkplatte gleichzeitig die durch eine Quarzlinse projizierte ultraviolette Strahlung des Voltabogens und die ultrarote einer heißen Kugel, so fand sich stets, daß die Entladung schneller unter der Wirkung beider Strahlungen verläuft als unter der der ultravioletten allein. Die mittlere Entladungsdauer betrug beispielsweise:

für den Lichtbogen allein: 5,7 Sekunden

für den Lichtbogen und die heiße Kugel: 3,6; 3,6; 3,7; 3,8; 4,3 Sekunden. Diese Zahlen beziehen sich auf die Beobachtungen während der Abkühlung.

Andererseits beobachtet man einen umgekehrten Effekt, d. h. eine Verlangsamung der Entladung, wenn die Lichtquelle eine blaue Flamme ist.

Beispiel: Blaue Flamme in 15 cm Abstand. Entladungsdauer einer Zinkplatte von 1500 auf 500 Volt:

Mittel aus 7 Beobachtungen: 15,1 Sekunden.

Unter der Wirkung einer heißen Kugel ergab sich:

1. Mittel aus 5 Beobachtungen, Kugel sehr heiß: 23,7 Sekunden (ziemlich dunkle Rotglut).
2. Mittel aus 5 Beobachtungen, Kugel weniger heiß: 20,5 Sekunden (Dunkelrotglut).
3. Mittel aus 5 Beobachtungen, Kugel noch weniger heiß: 16,4 Sekunden (Dunkelrotglut).

Ähnliche Resultate erhält man mit einem negativ elektrischen Auerstrumpf als Empfangskörper und der blauen Flamme und dem elektrischen Ofen von Heräus als Strahlungsquellen.

Unter dem Einfluß der Flamme allein erfolgt die Entladung von 3500 auf 3000 Volt in 28,9 Sekunden;

unter dem Einfluß der Flamme und der ultraroten Strahlung des Ofens dauert sie 33,5 Sekunden.

Für positive Elektrizität findet man:

für die Flamme allein: 14,4 Sekunden, für Flamme und Ofen: 17,9 Sekunden.

Dieses Ergebnis erhält man, solange der Ofen keine mit dem Auge im schwach erhellten

Zimmer wahrnehmbaren sichtbaren Strahlen aussendet. Der Effekt der ultraroten Strahlung scheint darin zu bestehen, die Wirkung der sichtbaren Strahlung zu neutralisieren.

Steigt die Temperatur des elektrischen Ofens so weit, daß er rot, oder wenigstens hell, erscheint, so wächst seine entladende Wirkung auf die elektrisierten Körper sehr schnell mit zunehmender Temperatur, und es zeigt sich eine spezifische Wirkung, infolge welcher negativ elektrisierte Körper empfindlich sind für die Strahlungen, welche auf positiv geladene ohne Einfluß sind, wie folgendes Beispiel zeigt:

	Vorzeichen der Ladung:	Dauer der Entladung eines Auerbrenners von 3500 auf 3000 Volt:
Keine sichtbaren Strahlen	—	135,6 Sek.
Oberfläche dunkelrot	—	27,5 „
Oberfläche heller rot	—	11,5 „
	+	123 „
Ofen rot	—	14,0 „
dunkler	—	17,5 „
		17,5 „
heller	—	15,2 „
		15,3 „

Dasselbe beobachtet man an einer frisch amalgamierten Zinkplatte: dieselbe entlädt sich bei negativer Ladung in 9,7 Sekunden und bei positiver in 540 Sekunden.

Einerlei, welchen Empfangskörper man nimmt, er mag für Ultraviolett empfindlich sein oder nicht, die Strahlung des zur Rotglut erhitzten Ofens entlädt stets die negativen Körper sehr schnell, ist dagegen auf positive wirkungslos: d. h. ihre Wirkung ist derjenigen der blauen Flammen entgegengesetzt.

Welchen Strahlungsarten ist nun dieser Effekt zuzuschreiben? Handelt es sich um sehr kurze von der Substanz des elektrischen Ofens ausgehende Schwingungen, für welche eine große Anzahl Substanzen empfindlich ist? Oder handelt es sich um korpuskulare Strahlungen, welche durch die Temperatursteigerung des Ofens entstehen? Darüber werden weitere Versuche vielleicht Aufklärung geben. Bekanntlich senden Metalloxyde, wie die Oxyde von Calcium, Baryum usw., im Vakuum bei hoher Temperatur negative Ionen aus.[1]) Emittiert etwa der elektrische Ofen vorzugsweise positive Ionen? Darauf muß das Experiment Antwort geben.

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) **14**, 428—468, 1904; Erlanger Ber. **35**, 115—123, 1904; Verh. D. Phys. Ges. **6**, 224—227, 1904; diese Zeitschr. **5**, 680—681, 1904; Verh. 76. Vers. D. Naturf. u. Ärzte, Breslau 1904, **2** [1], 36—38, 1605.

Physikalisches Institut der Universität Lausanne, im August 1905.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. September 1905.)

A Righi (Bologna), Die Erhöhung der Leitfähigkeit der Dielektrika unter der Einwirkung von Radiumstrahlen.

Nach Herrn P. Curie[1]) nimmt der Widerstand flüssiger Dielektrika ab, wenn diese der Einwirkung von Radium- oder X-Strahlen unterworfen werden.

Vorher war dieselbe Erscheinung von J. J. Thomson[2]) bei letztgenannten Strahlen an festen und flüssigen Dielektrika beobachtet worden. Röntgen[3]) hatte jedoch keine Spur von einer solchen festgestellt. Persönlich habe ich infolge von an Paraffin und einigen anderen flüssigen und festen Dielektrika vorgenommenen Versuchen[4]) den Schluß ziehen müssen, daß X-Strahlen keinen merklichen Einfluß auf die Leitfähigkeit dieser Körper ausüben, wenigstens nicht unter meinen Versuchsbedingungen.

Wenn der Raum zwischen zwei Metallbelegungen, von denen die eine geladen ist und mit dem Elektrometer und die andere mit der Erde in Verbindung steht, z. B. mit Paraffin gefüllt wird, so kann es geschehen, daß das Elektrometer sich entladet, wenn der Apparat den X-Strahlen ausgesetzt wird, ohne daß das Dielektrikum leitend wird; die Ursache liegt an der Ionisierung der Luft, die den die Verbindung zwischen der geladenen Belegung und dem Elektrometer herstellenden, leitenden Draht umgibt, trotz der Bleiplatten, die ich dazwischen legte, um Strahlen, die diese Einwirkung hervorrufen könnten, aufzuhalten. Die gesuchte Erscheinung ist in jedem Falle sehr schwach. Nun besteht diese Schwierigkeit natürlich auch bei auf Radiumstrahlen bezüglichen Versuchen, besonders wenn man nicht nur die von der radioaktiven Substanz ausgesandten Strahlen, sondern auch die Sekundärstrahlen in Rechnung zieht, die von den auf ihrem Wege getroffenen Körpern ausgehen. Neue Untersuchungen waren daher erforderlich, um die Frage zu ergründen, und bei ihrer Ausführung habe ich eine neue Methode angewandt.

Flüssigkeiten. Die von mir bisher untersuchten Flüssigkeiten sind Petroleumäther, Terpentinöl, Schwefelkohlenstoff, Benzol, Oliven- und Vaselinöl. Wenn man eine dieser Flüssigkeiten zwischen zwei Metallplatten einführt, deren eine mit einem Quadrantenelektrometer und deren andere mit dem isolierten Pol einer Batterie kleiner Akkumulatoren in Verbindung steht, so stellt man fest, daß das Elektrometer sich bald auf das Potential der Batterie lädt. Die Erscheinung tritt bei den beiden letztgenannten Flüssigkeiten nach sehr beträchtlicher Zeit und

1) C. R. **134** 420, 1902.
2) Electrician, 7. Febr. 1896.
3) Sitz. d. Würzburger Phys. Ges., 1895.
4) Mem. della R. Acc. di Bologna, Reihe V, **6**, 284, 1895.

bei den anderen fast momentan ein. Wenn man auch diese Flüssigkeiten als Dielektrika betrachtet, so besitzen sie doch eine Leitfähigkeit, die groß genug ist, daß ein permanenter, wenn auch sicherlich sehr schwacher Strom sie durchfließen kann. Man wird daher die Veränderungen ihres Widerstandes, wenn solche Veränderungen vorhanden sind, feststellen können, indem man die Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten der stromdurchflossenen Flüssigkeit mißt.

Nachdem ich dies vorausgeschickt habe, will ich die Versuchsanordnung beschreiben: Ein Bleikasten AB (Fig. 1) von der Form eines

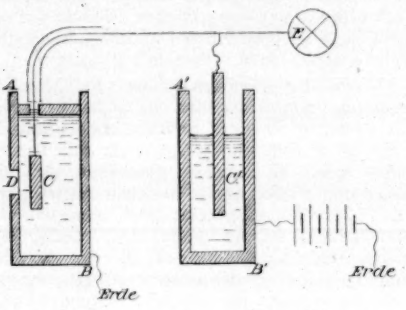


Fig. 1.

Parallelepipeds, der fast vollständig geschlossen ist und mit der Erde in Verbindung steht, wird mit der zu untersuchenden Flüssigkeit angefüllt, in die eine mit dem Quadrantelektrometer E verbundene Bleiplatte C vollständig eintaucht. Der Verbindungsdraht tritt durch eine kleine Öffnung aus dem Kasten heraus und ist von einem nichtisolierten Metallrohr umgeben, das zu einem großen Teil seiner Länge mit Paraffin gefüllt ist. Ein Fenster D ist mit einer Aluminiumfolie von einigen Hundertstel Millimetern Dicke geschlossen und erlaubt den Radiumstrahlen den Zutritt zu dem Kasten. Ein zweiter, mit dem isolierten Pol einer Batterie von vier kleinen Akkumulatoren in Verbindung stehender Bleikasten $A'B'$ enthält dieselbe Flüssigkeit wie die erstgenannte, und in diese Flüssigkeit taucht ein größerer oder kleinerer Teil einer mit dem Elektrometer verbundenen Bleiplatte C'. Das Elektrometer mißt daher die Potentialdifferenz zwischen der Platte C und dem Kasten AB. Wenn r den Widerstand der Flüssigkeit in AB, r' den der Flüssigkeit in $A'B'$, P das Potential von $A'B'$ und p das von C darstellt, so hat man offenbar $p = P\frac{r}{r+r'}$. Am besten ist r' ungefähr gleich r; dann ist p ungefähr gleich $^1/_2\ P$.

Ich legte neben D 15 mg reines Bromradium, das wie gewöhnlich in einer kleinen Ebonitkapsel enthalten war und beobachtete dann eine Verminderung der Ablenkung des Elektrometers. Die Entladung in der Luft wird auf ein Minimum reduziert, und in jedem Falle zeigt das Verhalten bei der ebengenannten Erscheinung, daß es sich sehr wohl um eine wirkliche Verminderung des Widerstandes der Flüssigkeit handelt, die durch die Strahlen des radioaktiven Körpers bewirkt wird.

Wenn man die Dimensionen der Platte C' und des Kastens $A'B'$ kennt, so kann man berechnen, um wieviel das Niveau der Flüssigkeit steigt, wenn man ein kleines bekanntes Volumen hinzugibt; demgemäß kann man auch das Verhältnis $\frac{dr'}{r'}$ der so hervorgerufenen Veränderung dr' des Widerstandes zu dem Anfangswiderstand r' berechnen. Wenn man zu gleicher Zeit die Veränderung der Elektrometerablenkung beobachtet, so kann man mit genügender Annäherung den jeder Teilung der Skala entsprechenden Wert von $\frac{dr'}{r'}$ bestimmen. Wenn andererseits der Widerstand r unter der Einwirkung des Radiums um dr variiert, so wird der einer Teilung der Skala entsprechende Wert von $\frac{dr}{r}$ so ziemlich den ebenbestimmten Betrag [1]) besitzen und wird man auf diese Weise die relative Veränderung des Widerstandes berechnen können, die durch den radioaktiven Körper hervorgerufen wird.

Ich habe auf diese Weise bei einem meiner Versuche mit Petroleumäther festgestellt, daß der Widerstand der Flüssigkeit um ein Sechstel seines Wertes verringert wurde, wenn man dieses den Radiumstrahlen aussetzte.

Die durch die Öffnung D eintretenden Strahlen können ihre Einwirkung nur auf den zwischen der Seite des Kastens, durch die sie eintreten, und der Platte C enthaltenen Teil der Flüssigkeit ausüben. Da sie von den aufeinanderfolgenden Flüssigkeitsschichten absorbiert werden, muß ihre Einwirkung sich auf die ersten hauptsächlich geltend machen. Ich habe auch wirklich sehr große relative Widerstandsveränderungen festgestellt, nachdem ich die Platte C nach D hin verschoben und die Dimensionen in geeigneter Weise reduziert hatte. Die ausgesprochensten Wirkungen erhält man,

1) Wenn eine Veränderung dr' von r' das Potential des Elektrometers um $(dp)_{r'}$ variiert, so kann man schreiben $(dp)_{r'} = -P\frac{dr'}{r'}\frac{rr'}{(r+r')^2}$, und wenn eine Veränderung dr von r das Potential um $(dp)_r$ variiert, so erhält man $(dp)_r = P\frac{dr}{r}\frac{rr'}{(r+r')^2}$. Wenn $\frac{dr}{r} = \frac{dr'}{r'}$, so ist auch in absolutem Werte $(dp)_{r'} = (dp)_r$.

wenn C in sehr kleiner Entfernung von dem Fenster D aufgestellt ist und nur wenig größere Dimensionen als letzteres besitzt. Alles dies wäre schwer zu erklären, wenn man die elektrometrische Veränderung einer Einwirkung auf die den Verbindungsdraht zwischen C und E umgebende Luft zuschreiben wollte.

Wenn man das Radium entfernt, so nimmt das Potential des Elektrometers nicht sofort seinen Anfangswert wieder an. Diesen erreicht es erst nach 40—50 Sekunden. Hieraus ist zu entnehmen, daß die von den Radiumstrahlen erzeugte Leitfähigkeit nur allmählich verschwindet. Diese Langsamkeit zeigt wiederum, daß man es nicht mit einer in der Luft erzeugten Erscheinung zu tun hat.

Die Einwirkung der Strahlen auf Flüssigkeiten muß jedoch wahrscheinlich wie bei Gasen erklärt werden; der Stoß der die β-Strahlen bildenden Elektronen erzeugt neue Ionen, die sich nur langsam wieder miteinander vereinen, nachdem das Radium entfernt worden ist; man kann die lange vor ihrer Ankunft bei der Flüssigkeit absorbierten α-Strahlen vernachlässigen; was die γ-Strahlen anbelangt, so üben diese wahrscheinlich nur eine sehr schwache Einwirkung aus.

Um vergleichende Messungen zwischen den einzelnen Flüssigkeiten anzuführen, muß man einen Präzisionsapparat verwenden, den ich noch nicht besitze. Aus der Gesamtheit meiner Versuche habe ich jedoch die Überzeugung gewonnen, daß die fragliche Einwirkung, die bei Vaselinöl und Olivenöl sehr stark ist, ein wenig geringer bei den anderen oben angegebenen Flüssigkeiten und besonders bei Schwefelkohlenstoff ist. Herrn Curie zufolge würde die Erscheinung aber gerade bei dem letzteren sehr ausgeprägt und bei Vaselinöl sehr schwach sein.

Feste Körper. Wenn in einem fast verschlossenen Bleikasten, wie der der vorhergehenden Figur, die Flüssigkeit durch ein festes Dielektrikum ersetzt wird (Paraffin oder Kolophonium), so erhält man einen Kondensator, der so vollkommen isoliert ist, daß eine Potentialdifferenz zwischen den beiden Belegungen sehr leicht bestehen bleibt, ohne daß man irgendeine Spur von eigentlicher Leitung an dem Dielektrikum erkennen konnte. Bei diesen Körpern läßt sich daher die vorhergehende Methode nicht anwenden, demgemäß habe ich die schon bei meinen Untersuchungen über die Einwirkung von X-Strahlen benutzte Methode wieder aufgenommen und denselben Paraffinkondensator benutzt. Die innere Belegung steht mit dem Elektrometer in Verbindung und ist auf ein gewisses Potential geladen, während der Kasten mit der Erde in Verbindung steht. Wenn man das Radium der einen aus einer Aluminiumplatte bestehenden Wand des Kastens nähert, so bemerkt man, wie die allmähliche Abnahme des Elektrometerpotentials sich allmählich beschleunigt; diese Wirkung wird jedoch um so größer, wenn man wirksamere Vorkehrungen trifft, um die Einwirkung des radioaktiven Körpers daran zu verhindern, dort, wo die beiden Leiter nur von Luft getrennt sind, in die Erscheinung zu treten. Ich habe daher kein positives Ergebnis erzielt, ebensowenig wie dies bei den X-Strahlen der Fall war. Ich muß jedoch bemerken, daß selbst wenn man in dem vorauszusehenden Sinne eine Einwirkung von Radium auf Paraffin beobachtet hätte, die fragliche Erscheinung doch nicht als gut erwiesen hätte betrachtet werden können; das feste Paraffin zeigt stets unzählige kleine Hohlräume, die Gas enthalten, dessen Ionisierung sicherlich bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes die Bildung von Ladungen an den Wänden dieser Hohlräume zur Folge hat; diese Ladungen erzeugen eine Verminderung der Potentialdifferenz der Belegungen.

Ich habe neue Versuche an einem Kondensator ausgeführt, der aus einem eine Platte aus demselben Metall enthaltenden Bleikasten bestand; dieser war mit Kolophonium gefüllt, das man vorsichtig geschmolzen hatte, um soweit wie möglich die Bildung von Gasblasen zu vermeiden. Außerdem bin ich, um die Wirkung der Leitfähigkeit, die die Radiumstrahlen in der Luft erzeugen können, weiter zu verringern, in folgender Weise vorgegangen:

Der Kasten AB (Fig. 2) steht ebensowie

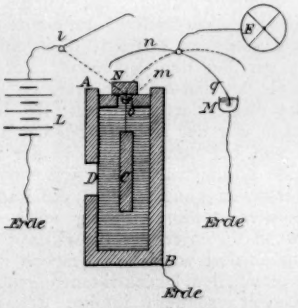


Fig. 2.

eine kleine Quecksilberschale M und der eine Pol der Batterie L mit der Erde in Verbindung. Die Platte C ist vollständig in Kolophonium gehüllt und trägt einen sehr kleinen Napf m mit einem Tropfen Quecksilber und befindet sich inmitten der kleinen Öffnung o in dem Deckel des Kastens. Ein beweglicher Hebel l ist mit dem isolierten Pol der Batterie verbunden und dient zur Ladung des Kondensators;

mittels eines anderen Hebels nq kann man das Elektrometer E entweder mit der Belegung C oder mit dem Napf M in Verbindung bringen. Schließlich kann die Bleiplatte N die Öffnung o schließen.

Der Versuch wurde in folgender Weise ausgeführt:

Die Platte N wurde entfernt und der Hebel l und der Arm nm gesenkt. Die Belegung C und das Elektrometer wurden hierauf auf ein gewisses Potential P geladen, das bei meinen Versuchen 8 Volt betrug. Man dreht sodann die beiden Hebel und bringt die Platte N an Ort und Stelle. Das Elektrometer entladet sich, während der Kondensator seine Ladung bewahrt. Nach einer gewissen Zeit (ungefähr 5 Minten) entleert man N, dreht den Hebel nq und liest das Potential p des isolierten Systemes ab. Da die Kapazität des Kondensators der des Elektrometers ungefähr gleich gewesen ist, war das Potential p etwa die Hälfte von P.

Hierauf schreitet man zu einem zweiten ähnlichen Versuch, nur daß während 5 Minuten die Radiumkapsel in D angebracht wird. Hierauf nimmt man einen dritten Versuch ohne Radium vor und fährt in dieser Weise fort.

Das zunächst erzielte Ergebnis schien das Vorhandensein der gesuchten Einwirkung zu beweisen, da das Potential p stets bei Anwendung des Radiums beträchtlich kleiner war und zwar um so viel kleiner, daß diese Wirkung der in dem Hohlraum o zwischen dem Napf m und der Platte N eingeschlossenen Luft nicht recht zugeschrieben werden konnte.

Es genügte jedoch, das Vorzeichen der Batterienpole L zu ändern, um ein entgegengesetztes Resultat zu erzielen, d. h. einen Wert von p, der bei den Versuchen mit Radium größer als bei den anderen war.

Alles dies erklärt sich leicht: Bei den ersten Versuchen war der isolierte Pol der Batterie L positiv und bei den letzten die der Belegung C erteilte Ladung negativ. Nun variierte bei den Versuchen ohne Radium die Ladung des Kondensators 5 Minuten lang nicht beträchtlich; wenn sie unter der Einwirkung von Radium modifiziert wurde, so geschah dies nicht wegen der von dem Dielektrikum angenommenen Leitfähigkeit, sondern infolge der von den β-Strahlen auf die Platte C übertragenen negativen Ladung.

Ich habe mich hiervon überzeugt, indem ich die Belegung C des nicht geladenen Kondensators mit E in Verbindung setzte und das Radium neben D anbrachte. Das Elektrometer ladet sich sogleich negativ und seine Ablenkung wächst wie bei einem bekannten Versuch mehr und mehr.

Selbst wenn ich diesen Einfluß in Rechnung zog, der die Versuche mit Radiumstrahlen schwieriger gestaltet als die mit X-Strahlen, habe ich doch keinerlei merkliche Einwirkung des radioaktiven Körpers auf die Leitfähigkeit des festen Dielektrikums feststellen können.

Eine Einwirkung dieser Art, die, wenn sie überhaupt besteht, wahrscheinlich sehr schwach ist, scheint daher noch nicht erwiesen zu sein.

(Aus dem Französischen übersetzt von Alfred Gradenwitz.)

(Eingegangen 8. September 1905.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierte sich: Professor Rob. Lang vom Realgymnasium in Stuttgart an der Technischen Hochschule daselbst als Privatdozent für theoretische Physik.

Dem Privatdozenten für Astronomie an der Universität in Lemberg Dr. Martin Ernst ist der Titel eines a. o. Universitätsprofessors verliehen worden.

Ernannt wurden der Oberingenieur und Direktorstellvertreter der Ersten böhmisch-mährischen Maschinenfabrik in Prag Bohumil Zivna zum ordentlichen Professor der mechanischen Technologie an der böhmischen technischen Hochschule daselbst, der a. o. Professor Dr. Max Bamberger zum o. Professor der anorganischen Chemie an der Wiener technischen Hochschule.

Die diesjährigen Medaillen der Royal Society in London wurden verliehen: Professor Ladenburg in Breslau, Professor Mendelejeff in Petersburg, Professor Righi in Bologna, Professor Poynting in Birmingham, Professor Sherrington in Liverpool.

In Edinburgh starb im Alter von 68 Jahren der „Royal Astronome for Scotland" Ralph Copeland, der Leiter der dortigen Sternwarte, in Breslau der Direktor des städtischen chemischen Untersuchungsamtes Professor Dr. Bernhard Fischer im Alter von 49 Jahren.

Gesuche.

Grosse Elektrizitätsfirma in Berlin

sucht für das Laboratorium ihrer Abteilung Röntgenapparate einen jungen Physiker oder wissenschaftlich gebildeten Ingenieur als Assistenten.

Nur Herren, welche sowohl in der Behandlung als auch in der Konstruktion von Röntgenapparaten Erfahrung besitzen, wollen sich unter Einreichung eines kurzen Lebenslaufes, Angabe der Gehaltsansprüche und Referenzen melden in der Exped. d. Zeitschr. unter **No. 207.**

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.